N° D'ORDRE : 191

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André DEGEILH
Attaché de Recherches au C.N.R.S.

1re THÈSE. — Etudes expérimentale et théorique des sources d'ions positifs à excitation électrique de haute fréquence.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Mai 1962 devant la Commission d'examen

MM. G. DUPOUY *Président.*
E. DURAND, D. BLANC } *Examinateurs.*

Ouvrage publié avec le concours
du Centre National de la Recherche Scientifique

Imprimerie F. Boisseau
34, rue du Taur — TOULOUSE
1962

ÉTUDES EXPÉRIMENTALE ET THÉORIQUE DES SOURCES D'IONS POSITIFS A EXCITATION ÉLECTRIQUE DE HAUTE FRÉQUENCE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546525_0009

N° D'ORDRE : 191

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

André DEGEILH
Attaché de Recherches au C.N.R.S.

1re THÈSE. — **Etudes expérimentale et théorique des sources d'ions positifs à excitation électrique de haute fréquence.**

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Mai 1962 devant la Commission d'examen

MM. G. DUPOUY *Président.*
E. DURAND, D. BLANC } *Examinateurs.*

Imprimerie F. Boisseau
34, rue du Taur — TOULOUSE
1962

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

FACULTÉ DES SCIENCES

PERSONNEL

ADMINISTRATION :

M. DURAND. ..... Doyen.
M. COMBES ..... Assesseur.

HONORARIAT :

M. CAMICHEL ..... Professeur honoraire, Membre de l'Institut.
M. CAPDECOMME .. Doyen honoraire.
M. CHALAUD ..... Professeur honoraire.
M. DELTHEIL ..... Recteur honoraire, Doyen honoraire, Professeur honoraire.
M. DUPOUY ..... Doyen honoraire, Membre de l'Institut, Directeur général honoraire du C.N.R.S.
M. GAUSSEN ..... Professeur honoraire, Correspondant de l'Institut.
M. JACOB..... Professeur honoraire, membre de l'Institut.
M. MIGNONAC .... Professeur honoraire.

PROFESSEURS :

M. VANDEL ..... Zoologie, Membre de l'Institut.
M. CATHALA ..... Chimie, Physique et Electrochimie.
M. ESCANDE ..... Mécanique des Fluides, Membre de l'Institut.
M. JACQUES ..... Mathématiques générales.
M. DUPOUY..... Physique, Membre de l'Institut.
M. CASTERAS ..... Géologie.
M. BEDOS ..... Chimie.
M. CAPDECOMME .. Minéralogie.
M. DUPIN ..... Radioélectricité.
M. TEISSIÉ-SOLIER Electrotechnique.
M. NOUVEL ..... Biologie générale.
M. GALLAIS..... Chimie.
M. DURAND..... Physique.
M. FERT ..... Physique.
M. DIEHL ..... Agronomie.
M. COMBES ..... Calcul différentiel et intégral.
M. LESBRE ..... Chimie organique.
M. BLAIZOT ..... Physiologie.
M. BRUNEL ..... Physiologie végétale.
M. MORQUER ..... Cryptogamie.
M. HURON ..... Mathématiques appliquées.
M. FOUCHE..... Physique du Globe.
M. MARGULIS ..... Pédologie.
M. TRICHE..... Chimie analytique et Spectographie.
M. PASQUALINI ... Mathématiques.
M. LEDOUX..... Zoologie appliquée.
M. RIVALS ..... Agriculture.
M. PERRIER ..... Physique.
M. MATHIS ..... Chimie.
M. ORLIAC ..... Géochimie et Minéralogie.
M. LAFOURCADE .. Physique.
M. ANGELIER ..... Zoologie.
Mlle de FERRE.... Botanique.
M. FARRAN..... Minéralogie et Géotechnique.
M. LAUDET..... Physique théorique et Calcul numérique.
M. SERFATY ..... Biologie animale.
M. NOUGARO..... Hydraulique générale et appliquée.
M. LAGASSE ..... Electrotechnique.
M. GARDY ..... Génie Chimique.
M. BLANC ..... Physique Nucléaire.
M. BIREBENT ..... Electronique appliquée.
M. VOIGT ..... Chimie minérale.
M. LEREDDE..... Botanique.
M. LELUBRE..... Géologie.
M. TROCHAIN ..... Botanique.
M. GOUYON..... Mécanique rationnelle et appliquée.

PROFESSEURS SANS CHAIRE :

M. BAYET ..... Physique.
M. LACROIX ..... Techniques agricoles.
M. HAMANT ..... Botanique.
Mme BRUNEL ..... Physiologie végétale.
M. GAUTIER ..... Physique propédeutique.
Mlle BERDUCOU.... Physiologie végétale.
M. MASDUPUY .... Chimie propédeutique.

MAITRES DE CONFÉRENCES :

M. LALAGÜE ..... Mathématiques.
M. BLANCHARD ... Mathématiques.
M. LASCOMBES .... Botanique.
M. MARONI ..... Chimie.
M. SECONDAT ..... Zootechnie et Hydrobiologie appliquée.
M. MIQUEL ..... Chimie propédeutique.
M. PICCA ..... Physique.
M. RAYNAUD Pierre Physiologie animale.
M. GERBER ..... Mécanique des Fluides.
M. ASSELINEAU ... Chimie biologique.
M. MÉRIC ..... Mathématiques appliquées.
M. COLIN..... Physique.
M. BEETSCHEN. ... Biologie générale.
M. PULOU ..... Minéralogie.
M. MARTIN ..... Physiologie végétale.
M. LACOSTE ..... Electrotechnique.
M. AGID. ..... Physiologie.
M. MONTEL ..... Chimie.
M. COULON ..... Physique industrielle.
M. REY ..... Botanique.
M. CRUMEYROLLE . Mathématiques.
M. JOURDHEUIL. .. Zoologie.
M. BUGAREL. ..... Génie chimique.
M. BONNET. ..... Maître de conférences adjoint.

CHARGÉS DES FONCTIONS DE MAITRE DE CONFÉRENCES :

M. MASCART ..... Mathématiques.
M. CAMBOU ..... Physique.
M. MEDIONI ..... Psychophysiologie comparée.

SECRÉTARIAT :

M. ARGILAS ..... Secrétaire Principal.

Je tiens à présenter l'expression de ma respectueuse et profonde reconnaissance à M. le Professeur G. Dupouy, directeur général honoraire du Centre National de la Recherche Scientifique, membre de l'Institut, qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire. Qu'il reçoive ici mes remerciements déférents pour l'intérêt constant qu'il a porté à mes recherches et pour l'appui bienveillant qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Mes remerciements vont aussi à M. le Professeur Blanc qui, après m'avoir proposé le sujet de ce travail, a suivi de très près son évolution. Ses encouragements constants ont été pour moi un stimulant précieux.

M. le Doyen E. Durand a bien voulu participer au jury de ma thèse ; je l'en remercie vivement.

M. le Professeur Dupin m'a permis de résoudre le problème particulier de l'alimentation H. F. ; M. le Professeur Perrier et ses techniciens m'ont aidé à réaliser certains montages d'électronique ; qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie également le personnel technique du laboratoire d'Optique Electronique du Centre National de la Recherche Scientifique pour son aide sympathique.

Depuis la construction du premier accélérateur de particules par Cockroft et Walton en 1932, les sources d'ions positifs sont les auxiliaires indispensables de toutes les machines accélératrices. La plupart des sources fournissent des faisceaux d'ions dont l'intensité ne dépasse pas, en régime permanent, quelques centaines de micro-ampères : tubes à rayons canaux (décharge sous tension élevée), sources à arc (à basse tension ou capillaire), systèmes magnétiques à cathode chaude ou à cathode froide, sources à électrons oscillants, sources à émission secondaire, etc...

Or, de nombreuses recherches nécessitent l'emploi de faisceaux ioniques très intenses et très stables. Citons, par exemple, les études des intéractions nucléaires des particules chargées, la production de neutrons rapides, les mesures de sections efficaces, la création de plasmas dans les appareils thermo-nucléaires, la production d'ions négatifs, l'injection de particules dans un accélérateur de haute énergie, etc...

C'est pourquoi on s'efforce de réaliser des sources d'ions dont les performances se rapprochent de celles de la source « idéale » qui posséderait les qualités suivantes :

- *— débit ionique de grande intensité pour une consommation de gaz faible,*
- *— pourcentage d'ions monoatomiques élevé,*
- *— homogénéité en énergie des ions extraits,*
- *— consommation en énergie la plus faible possible,*
- *— fonctionnement stable,*
- *— robustesse et longévité,*
- *— mise en œuvre et utilisation simples.*

Les sources d'ions à excitation électrique de haute fréquence, que nous désignerons par « sources H. F. » dans ce qui suit, sont celles qui possèdent, à l'heure actuelle, le plus grand nombre des qualités qui viennent d'être énumérées. Ces sources ont fait l'objet d'un assez grand nombre d'études. Cependant, la bibliographie (voir chap. I) montre que les recherches, très disparates, se limitent souvent à la description de la source étudiée et ne mentionnent que quelques performances.

Ce travail constitue une étude systématique de la source d'ions H. F. Ses conditions optimales de fonctionnement y sont déterminées. Nous avons choisi la décharge par induction comme mode d'excitation du gaz dans la source ; nous nous limitons au cas où il n'y a pas de champ magnétique auxiliaire.

L'étude expérimentale est complétée par une discussion théorique du phénomène de l'ionisation dans la source. La théorie de la décharge de haute fréquence par induction, extrêmement complexe, n'a fait l'objet, à notre connaisance, d'aucune application rigoureuse aux sources d'ions H. F. Nous nous sommes efforcés d'adapter les théories existantes au cas particulier de la source H. F. à décharge sans électrode.

CHAPITRE PREMIER

ANALYSE DES TRAVAUX ANTÉRIEURS

Les processus de décharge dans les sources d'ions H. F.

Dans les sources du type H. F., le faisceau d'ions est extrait depuis une décharge qui se produit dans un gaz excité par haute fréquence, sous une pression de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-3} millimètres de mercure. Cette décharge électrique peut être amorcée et entretenue de deux façons différentes :

1. *Par couplage capacitif à l'oscillateur haute fréquence* (fig. 1, *a*).

La chambre de verre qui contient le gaz est placée entre deux anneaux métalliques, extérieurs à la source, formant les armatures du condensateur d'un circuit oscillant. Cette décharge est dite « linéaire ».

2. *Par couplage inductif à l'oscillateur H. F.* (fig. 1, *b*).

La chambre d'ionisation est placée à l'intérieur de la self du circuit oscillant. La décharge est « annulaire ».

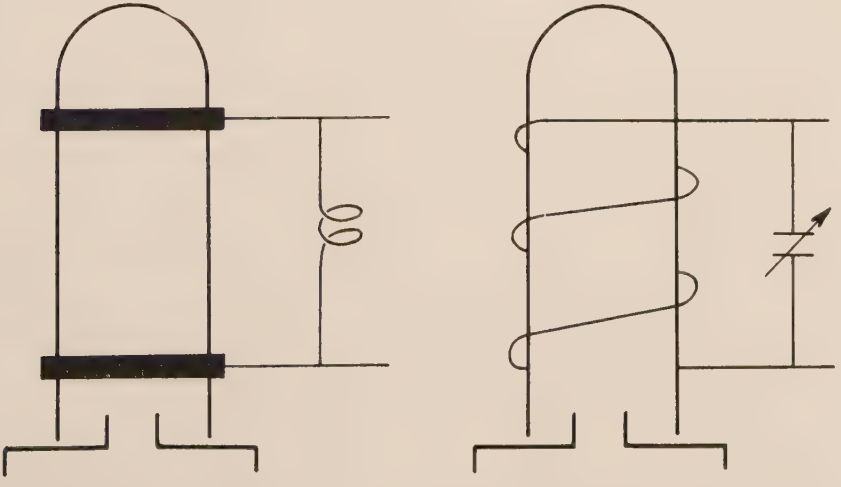


Fig. 1. — Les deux modes possibles de couplage d'une source H. F.

Dans l'un comme dans l'autre de ces deux cas, la superposition d'un champ magnétique constant augmente considérablement l'intensité de la décharge (Ga-2), (Ko-1), (Ne-1), (Ne-2), (Na-1).

Les premiers modèles de sources H. F.

Getting (Ge-1) a été le premier à extraire des ions positifs d'une décharge électrique de haute fréquence (12,8 mégahertz (MHz), 100 watts) : un tube de verre, torique, contient le gaz ; il est entouré par une bobine, traversée par le courant H. F. Les résultats furent peu encourageants : l'extraction des ions, faite par diffusion, conduisait à une intensité ionique faible (130 micro-ampères) pour un débit de gaz important.

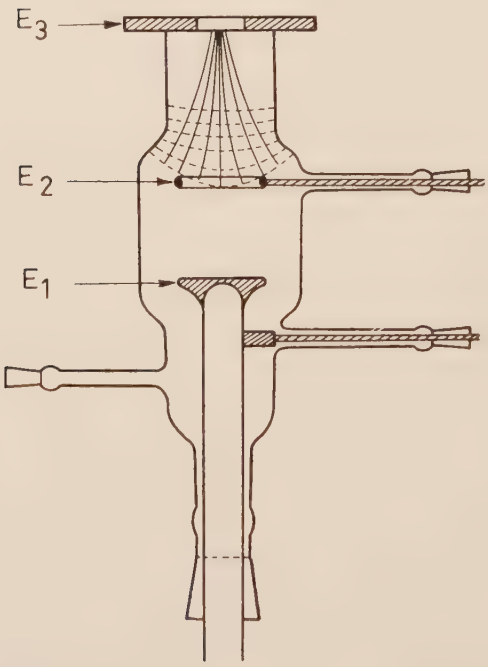


Fig. 2. — Source d'Alfvën et Cohn-Peters (Al-1).

Dans la source d'Alfvën et Cohn-Peters (Al-1) (fig. 2) la décharge H. F. (100 MHz) est entretenue entre 2 plateaux E_1 et E_2 placés à l'intérieur d'un cylindre de verre rempli d'hydrogène. L'ionisation est augmentée par les électrons venant des surfaces métalliques ; par contre, la recombinaison des ions sur ces surfaces est très importante. L'électrode négative E_3 a pour rôle d'extraire les ions positifs. Cette source fonctionne à basse pression (2,5 à 4.10^{-4} mm de Hg), mais manque de stabilité.

En 1946, Thonemann trouve la première solution valable du problème de l'extraction des ions (Th-2) : un ballon sphérique de pyrex (2 litres) est entouré de deux anneaux externes A et B, reliés à un oscillateur H. F. (60 MHz, 200 watts)

(fig. 3). L'anode E_1, placée à un potentiel positif compris entre 0 et 20 kilovolts, et l'électrode d'extraction E_2, à la masse, créent dans la source un champ électrique continu qui assure l'extraction des ions.

Pour diminuer la recombinaison des ions, la plupart des auteurs réduisent, par la suite, les surfaces de métal exposées à la décharge :

Rutherglen et Cole (Ru-1), utilisant deux électrodes externes B

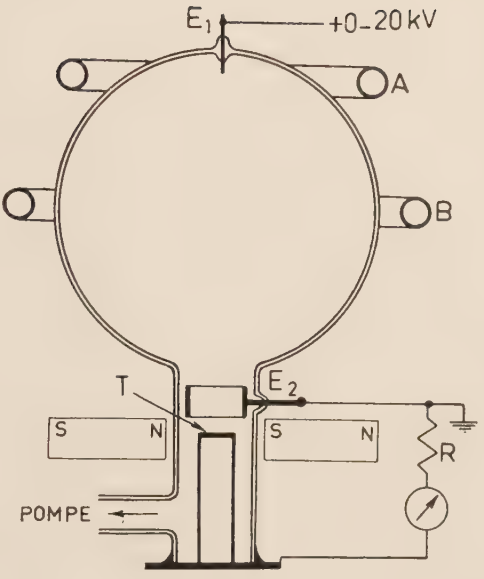


Fig. 3. — La première source H. F. de Thonemann (Th-2).

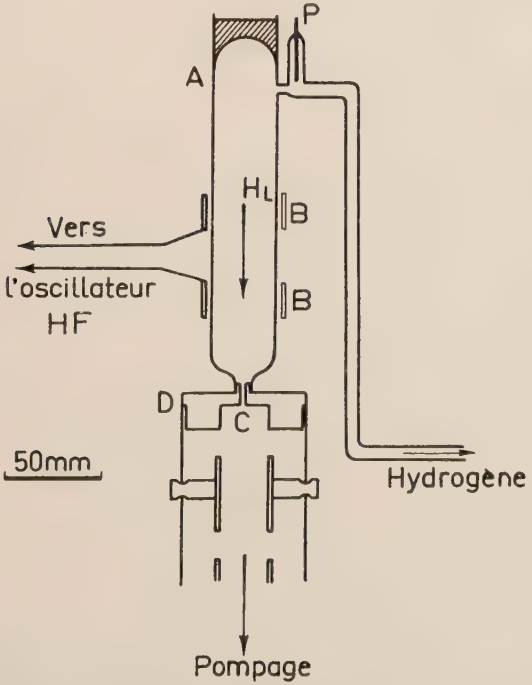


Fig. 4. — Source de Rutherglen et Cole (Ru-1).

(fig. 4) et un oscillateur de 180 MHz (300 watts), ajoutent à la décharge H. F. un champ magnétique axial, uniforme (0 à 300 oersteds). Pour l'hydrogène, le courant ionique est de 400 microampères, dont 60% de protons.

La seconde version de la source de Thonemann et de ses collaborateurs (Th-3) devait ensuite constituer un prototype ; les nombreux chercheurs qui, depuis, ont étudié cette question s'en sont souvent inspirés. Un étranglement si-

tué au sommet de la chambre de pyrex et un cylindre de verre placé à sa base isolent les électrodes de la chambre où se produit la décharge (fig. 5 et 18). Une bobine entourant la chambre à décharge est couplée inductivement à un générateur H. F. (20 MHz, 50 watts). Pour l'hydrogène, la proportion des protons dans le faisceau extrait est comprise entre 84 et 92%.

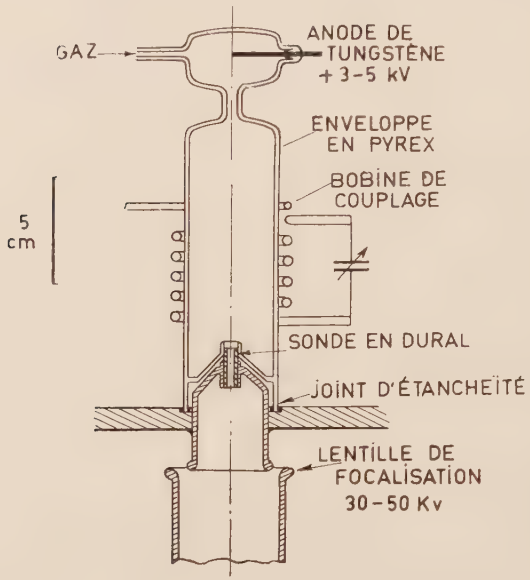


FIG. 5. — Source de Thonemann, Moffatt, Roaf et Sanders (Th-3). Voir aussi la figure 18.

L'originalité de la source de Bayly et Ward (Ba-4) réside dans son système d'extraction : l'anode et l'électrode d'extraction, distantes de 1 cm environ, sont placées à la partie inférieure de l'ampoule de verre (fig. 6). La proportion des ions monoatomiques dans le faisceau extrait ne dépasse pas 50%.

Dans la source de Hall (Ha-1), (Ha-2), la chambre de décharge, en pyrex, est de petit volume (0,5 cm³). La fréquence H. F. est de 450 MHz (50 watts). La pression y est beaucoup plus élevée que dans les sources qui précèdent (10^{-1} mm Hg). Un champ magnétique axial facilite l'extraction du faisceau ionique. Une source

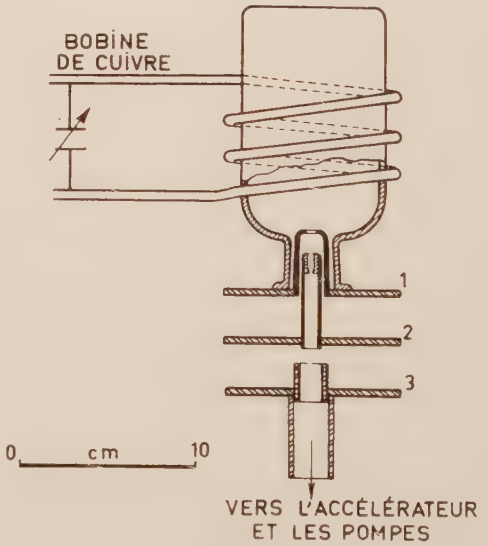


FIG. 6. — Source de Bayly et Ward (Ba-4).

analogue, mais de volume beaucoup plus grand a été réalisée par Bloom, Rytz et Staub (Bl-9).

Modèles plus récents

Lorsque la puissance dissipée dans la source devient importante, il est indispensable de refroidir l'enveloppe de verre, par de l'air comprimé par exemple (La-1) ; Budde et Huber (Bu-1) utilisent une chambre à double paroi dans laquelle ils font passer un courant de pétrole. Le refroidissement semble s'accompagner d'une augmentation de la proportion des ions monoatomiques dans le faisceau extrait.

La source de Swingle et Swann (Sw-1), (Sw-2) est une chambre de verre dont le fond plat est formé par un disque amovible. L'électrode d'extraction est un disque d'acier ou d'aluminium.

Goodwin (Go-1) a construit une source dont l'électrode d'extraction est mobile selon son axe. Elle est analogue au modèle de Moak, Reese et Good (Mo-1) (fig. 7). De même Morozov (Mo-3) a utilisé

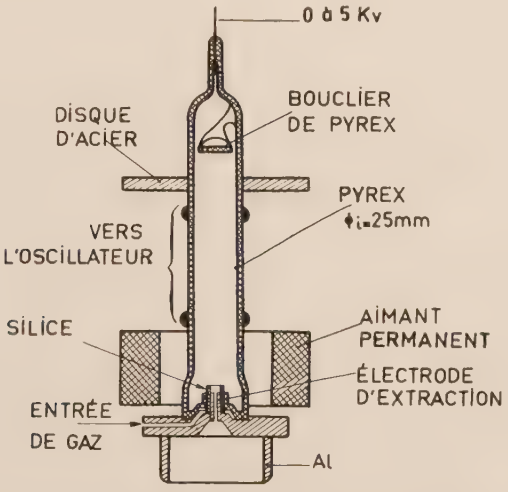


Fig. 7. — Modifications apportées par Moak, Reese et Good (Mo-1) à la source de Thonemann. Voir aussi la figure 19.

une source dans laquelle le cylindre isolant de quartz, solidaire de la chambre (quartz également), peut se déplacer par rapport à la cathode fixe.

TABLEA

CARACTÉRISTIQUES DE FONCTIONNEMENT D'U

(1) A = annulaire ; L = linéaire.
(2) Rapporté aux conditions normales de température et de pression.
(3) H_l = champ longitudinal (œrsteds) ; H_t = champ transversal (œrsteds).
(4) Nature ; dimensions : φ = diamètre (mm), l = longueur (mm).
(5) Nature ; dimensions : Φ = diamètre (mm), L = longueur (mm).

Auteurs	Nature de la décharge (1)	Gaz	I (mA)	% d'ions atomiques	Puissance (watts)	
					dans la décharge	dans le générateu
Rutherglen et Cole (1947) (Ru-1)	L	H_2	0,4	60	30	—
Bayly et Ward (1948) (Ba-4)	A	H_2 D_2	0,5	57 $(D)^+$ 51 $(H)^+$	—	400
Hall (1948) (Ha-1) (Ha-2)	L	H_2 D_2	0,4	60	60	—
Thonemann et Coll. (1948) (Th-3) (Th-4)	A	H_2 D_2	0,5	92 $(H)^+$ 89 $(D)^+$	50	—
Neuert (1949) (Ne-1)	A	H_2	0,6 sans H_l 2,0 avec H_l	40	150	—
Allen et Coll. (1951) (Al-3)	A	H_2 T_2	0,2	70	—	—
Moak, Reese et Good (1951) (Mo-1)	L	H_2 D_2	1,25	92	60	—
Budde et Huber (1952) (Bu-1)	A	H_2	0,058	69	100	—
Swingle et Swann (1952) (Sw-1) (Sw-2)	A	H_2	0,14	80	—	100 à 200
Banerjee (1953) (Ba-2)	A	H_2	0,175	61,5	—	200

I

CERTAIN NOMBRE DE MODÈLES DE SOURCES H. F.

Fréquence (MHz)	Débit de gaz (2) (cm^3/h)	Champ magnétique auxiliaire (3)	Pression dans la source (microns Hg)	Canal d'extraction (4) φ — l	Chambre à décharge (5) Φ — L	Tension d'extraction (k V)	Tension d'accélération (k V)
180	15	$H_l = 130$	15	Al 3,175-12,70	Pyrex 31,75-183	2,8	14
15,5	15	—	10	Al-Dural 2-12	Pyrex 75-110	1,2	15
450	30	$H_l = 1000$	100	Dural $\varphi = 1$	Pyrex ou quartz 7-10	0	40
20	15	—	28	Dural 2,38-19	Pyrex 40-100	3	30
20	10	H_t	5	Al 4-10	Pyrex Sphère de 2 litres	0 à 10	10
25	9	—	—	Al-Dural 1,78-19,05	Pyrex 40-115	3,5	30
100	6	H_l	15	Al 1,6-6,35	Pyrex 25-222,25	5	—
25	—	H_t (faible)	—	Mg 4-12	Pyrex 50-120	5	100
25	1	$H_t = 9$	—	Al-Acier 0,5-3	Verre 56-110	5	50
22	—	—	10	Al 1,5-12,7	Pyrex 40-150	2,2	14,5

CARACTÉRISTIQUES DE FONCTIONNEMENT D'UN

Auteurs	Nature de la décharge (1)	Gaz	I (mA)	% d'ions atomiques	Puissance (watts)	
					dans la décharge	dans le générateur
De Beauregard (1953) (Be-1)	L	D_2	0,25	—	150	
Cilensek (1953) (Ci-1)	L	H_2	0,2	—	—	60
Goodwin (1953) (Go-1)	A	H_2 D_2	0,63	92	200	
Nikolic et Crnilovic (1953) (Ni-1)	A	H_2	2	80	300	
Eubank, Peck et Truell (1954) (Eu-1)	A	H_2	15	90	300	—
Lacoste - Lareymondie, Salmon et Wajsbrun (1954) (La-1)	L	H_2	1,0	75	—	660
Morozov (1955) (Mo-3)	A	H_2	0,1	85	100	300
Allison et Norbeck (1956) (Al-6)	A	H_2 He	0,3 $(H)^+$ 0,2 $(He)^+$	$(He)^{++}$ 0,03	60	
Cilensek, Cvelbar et Ramsak (1956) (Ci-2)	L	H_2	0,12	70	—	50
Erö (1956) (Er-1)	A	H_2	0,7 à 0,8	—	150	
Bloom, Rytz et Staub (1957) (Bl-9)	L	H_2	0,46	75	30	115
Cilensek, Cvelbar et Ramsak (1957) (Ci-2)	A	H_2	0,139	85 à 91	—	50

CERTAIN NOMBRE DE MODÈLES DE SOURCES H. F. (*suite*)

Fréquence (MHz)	Débit de gaz (2) (cm^3/h)	Champ magnétique auxiliaire (3)	Pression dans la source (microns Hg)	Canal d'extraction (4) φ — l	Chambre à décharge (5) Φ — L	Tension d'extraction (k V)	Tension d'accélération (k V)
100	15	H_l	—	—	Pyrex	3	150
80	—	—	50	Al $\varphi = 2$	Pyrex $\Phi = 30$	1	0
27	25	—	15	Al 2,38-14	Pyrex	7	250
60	—	$H_t = 30$	10	Al 3-15	Pyrex $\Phi = 40$	5	50
20	114	—	55	3,175-15,24	Pyrex 22,9-57	5	—
96	—	—	6	—	$\Phi = 25$	5	13
50	1,5	H_t	10	Al 1,1-15	Quartz 50-90	3	10
90	5,7	H_l	60	Al 0,8-2,75	25-153	8	12
70	30	$H_t = 180$	37	Al 2,5-12	Pyrex $\Phi = 25$	1,8	4
70	—	$H_l = 50$	10	Al 2-15	40-150	5	0
150	2	$H_l = 500$	1	Al 1,6-1,2	Pyrex 20-50	2,5	—
68	—	$H_t = 60$	26	Al 2,5-12	Pyrex 25-100	2	4

CARACTÉRISTIQUES DE FONCTIONNEMENT D'U

Auteurs	Nature de la décharge (1)	Gaz	I (mA)	% d'ions atomiques	Puissance (watts)	
					dans la décharge	dans le générateur
Coutant, Prévot et Vienet (1957) (Co-4)	A	H_2	7	—	700	—
Van Dorsten et Spaa (1957) (Do-1)	A	D_2	0,5 à 1,4	—	—	500
Skurnik (1957) (Sk-1)	A	H_2	0,2	70	—	80
Cook et Peterson (1958) (Co-2)	A	O_2 N_2	1	20 à 40 de $(N)^+$ ou $(O)^+$	—	—
Depraz (1958) (De-1)	A ou L	H2 D2	3 $(H)^+$ 1 $(D)^+$	—	180 (H_2) 30 à 200 (D_2)	—
Gabovich (1958) (Ga-2)	A	H_2	5 à 6	—	—	300
Hölz et Löb (1958) (Ho-1)	A	H_2, He, Ne, A	—	—	—	300
Serbinov (1958) (Se-1) (Se-2)	A	H_2	0,95	80	130	—
Kowalewski et Coll. (1959) (Ko-3)	A	H_2 D_2	2	—	300	—
Nazarov (1959) (Na-1)	A	H_2	0,3	—	20 à 25	120
Cevolani et Coll. (1960) (Ce-1)	A	H_2	3,25	$(D)^+$ 43 $(H)^+$ 38	—	400

CERTAIN NOMBRE DE MODÈLES DE SOURCES H. F. (*suite*)

Fréquence (MHz)	Débit de gaz (2) (cm^3/h)	Champ magnétique auxiliaire (3)	Pression dans la source (microns Hg)	Canal d'extraction (4) φ — l	Chambre à décharge (5) Φ — L	Tension d'extraction (k V)	Tension d'accélérati (k V)
20	75	—	1	Acier inox 3-4	Quartz 50-117,5	3	15
30	20 à 50	—	—	Al $\varphi = 3$	—	5	15
27	10	—	15	Al 2,6-15,8	Pyrex 34-125	3	—
25	36	H_l	0,8	$\varphi = 10$	—	3	—
30	—	H_t ou H_l	20	—	55-250	6	—
40	30 à 60	$H_t = 30$ $H_l = 750$	—	Al 3-10	sphérique	5	—
27	—	$H_l = 30$	5 à 10	0,9-2,5	volume 85 cm^3	1,6	22,2
42	8,5	H_t	15 à 25	1,75-7,5	Pyrex 25-90	5	60
110	—	$H_l = 600$	10	2,5-16	Pyrex	7	10
50	1	$H_l = 40$	50	Al 0,8-4	Quartz 45-85	7	—
15 à 40	10 à 30	H_t	30	Al 4-34	Pyrex 50-150	4,5	15

Pour équiper les accélérateurs du Commissariat à l'Energie Atomique, Moreau et Vienet (Mo-2) ont construit des sources associées à des générateurs H. F. de plus grande puissance (400 à 500 watts). Le modèle définitif du C.E.A. (Co-5) peut fonctionner avec des oscillateurs de 1 200 à 1 500 watts.

Gabovich a étudié en détail l'influence d'un champ magnétique (Ga-1), (Ga-2). Il a montré que, dans le cas d'un couplage capacitif, le champ doit être longitudinal (parallèle à l'axe de la source) mais que, pour un couplage inductif il faut utiliser un champ transversal, c'est-à-dire normal à l'axe de la bobine d'induction. Il a été ainsi conduit à réaliser une source à décharge « annulaire » dans laquelle le champ transversal est parallèle à l'axe de l'électrode d'extraction (fig. 8).

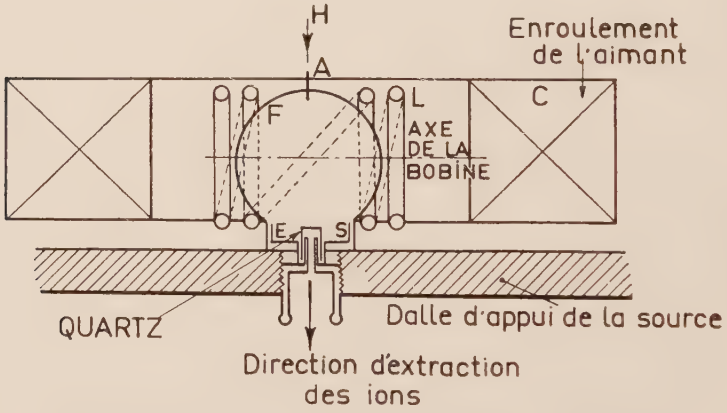


Fig. 8. — Source de Gabovich (Ga-2).

Nous avons résumé dans le tableau 1 (voir *supra*, p. 14 à 19), les caractéristiques des sources les plus intéressantes en adoptant le classement par ordre chronologique.

Conclusion

D'une façon générale, dans des conditions identiques (puissance H. F., répartition des potentiels, pression, etc...) les sources utilisant une décharge « linéaire » débitent un faisceau ionique moins intense que celui produit par des sources à décharge « annulaire » (v. tableau 1). C'est pourquoi nous avons étudié une source du dernier type.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

A. — Description des appareils

1. *La source d'ions*

a) Chambre d'ionisation.

La chambre d'ionisation de la source, de forme cylindrique, est en verre *Pyrex* (fig. 9, p. 22). D'une hauteur totale de 110 mm, elle possède des diamètres intérieur et extérieur de 30 et 39 mm respectivement (fig. 10, p. 23).

Dans la partie supérieure, arrondie, est placée l'anode E_1 (tige de tungstène de 1,5 mm de diamètre), à l'intérieur d'un tube de pyrex de 3,5 mm de diamètre. Une plaque également en pyrex, épaisse de 4,5 mm, isole E_1 de la zone de décharge et empêche les électrons de venir frapper l'anode. Une seconde plaque de pyrex, percée en son centre d'un orifice circulaire 0 de 7 mm de diamètre, est fixée dans la partie inférieure du cylindre de verre, à 2,5 mm environ au-dessus de la base de ce cylindre. Le gaz à ioniser pénètre dans la chambre à travers cet orifice qui permet aussi le pompage et l'extraction du faisceau d'ions hors de la décharge.

On remarquera que la plus grande partie de la surface des pièces métalliques (anode E_1, cathode E_2) est isolée de la zone où se produit la décharge. On diminue ainsi les recombinaisons des ions au contact des parois ou des électrodes : le coefficient de recombinaison des ions, pour le pyrex, est égal à 2.10^{-5}, alors que pour les métaux, il est voisin de l'unité (Sm-1). Le faisceau d'ions extrait (Th-4) possède alors un pourcentage d'ions atomiques très élevé (v. le tableau 1). Le coefficient de recombinaison, pour le quartz est de 7.10^{-4}, ce qui est moins favorable.

b) Bobine excitatrice.

L'énergie utile venant du générateur H. F. est transmise à la décharge par une bobine B qui entoure la chambre de verre.

Fig. 9. — La chambre d'ionisation en pyrex.

Cette bobine est constituée de trois spires d'un fil de cuivre de 3 mm de diamètre, espacées de 1 cm environ ; le diamètre intérieur

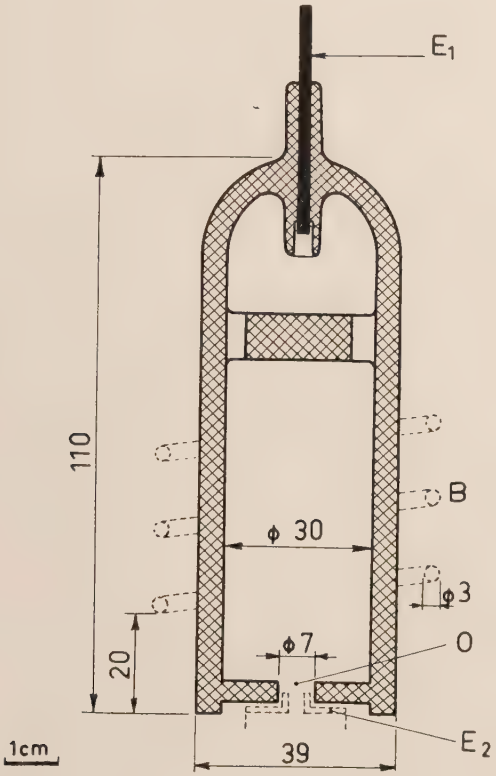


Fig. 10. — Schéma de la chambre d'ionisation.

de ce solénoïde est égal à 5 cm. B est maintenue à l'intérieur d'un manchon de plexiglass ayant le même axe que le cylindre de pyrex. La spire inférieure est à 2 cm environ au-dessus de la base de la chambre cylindrique (fig. 10).

c) Electrode d'extraction.

La chambre d'ionisation repose sur une plaque métallique qui porte également la cathode E_2, appelée aussi « électrode d'extraction ». E_2 est vissée sur son support, ce qui permet de la déplacer suivant l'axe de la source. On trouvera dans le chapitre III (p. 45) une description détaillée de cette électrode.

d) Canal d'arrivée du gaz (v. fig. 11 et 29).

Le gaz à ioniser arrive dans l'espace compris entre E_2 et le bouclier de pyrex inférieur à travers un canal de 1 mm de diamètre, percé dans le support de la source. Il passe ensuite dans la chambre d'ionisation par l'orifice O.

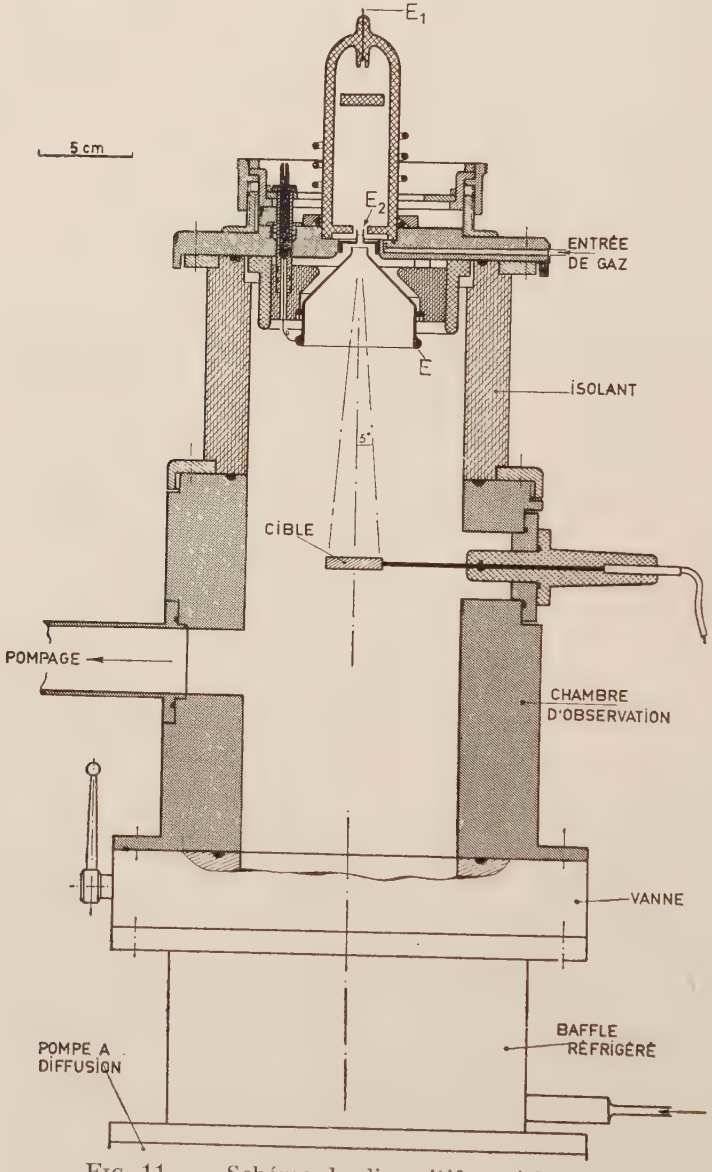


Fig. 11. — Schéma du dispositif expérimental.

2. *L'Electrode d'accélération et la mesure du courant ionique*

a) Electrode d'accélération E.

Les ions qui sortent de la source à travers E_2 sont accélérés par l'électrode E, de même axe que E_2, et placée au-dessous d'elle (fig. 11). E, isolée du support de la source, est mobile le long de son axe. Nous donnons plus loin (p. 52) un schéma du dispositif de commande du déplacement de E, ainsi que les dimensions de cette électrode (fig. 29).

b) Chambre d'observation, cible.

L'ensemble du montage expérimental repose sur une chambre d'observation cylindrique analogue à celle d'un banc d'optique (diamètre intérieur = 16 cm, hauteur = 20 cm).

A l'intérieur de cette chambre d'observation est placée une cible isolée, constituée par un disque de cuivre de 3 cm de diamètre, situé à 15 cm environ au-dessous de l'électrode d'extraction. Le potentiel de la cible est supérieur de 500 à 1 000 volts à celui de l'électrode E : on évite ainsi l'émission d'électrons secondaires depuis le disque de cuivre (fig. 11).

3. *Le groupe de pompage*
Mesure des débits du gaz introduit dans la source

a) Groupe de pompage.

Le statif du groupe porte la pompe secondaire à diffusion de vapeur d'huile qui est située directement au-dessous de la chambre d'observation. La pompe à palette se trouve derrière le statif (fig. 12). Dans les premières expériences, la pompe à diffusion utilisée avait une vitesse de pompage de 50 litres par seconde. Par la suite, il s'est avéré nécessaire d'employer une pompe plus importante, équipée d'un piège réfrigéré par une circulation de fréon ; la vitesse de pompage de l'ensemble est de l'ordre de 300 litres par seconde.

b) Mesure du débit du gaz pénétrant dans la source.

Le débit du gaz est mesuré sous la pression atmosphérique, au moyen de l'appareil représenté sur la figure 13. Introduit par le robinet A, le gaz est emprisonné entre le niveau D de l'eau colorée du tube en U, et la fuite réglable C. A étant fermé, B et C ouverts, la quantité de gaz introduite dans la source s'obtient en mesurant

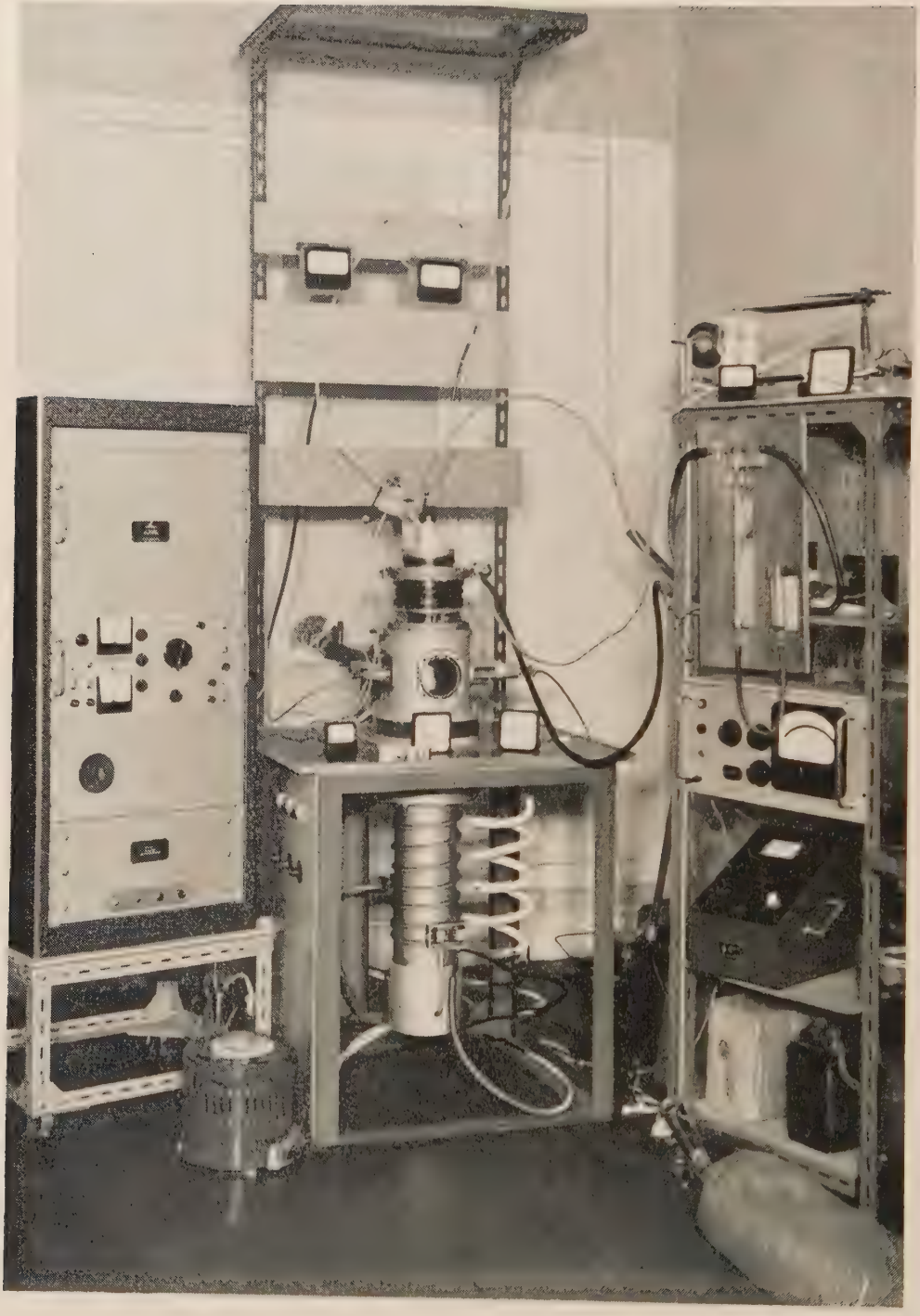


Fig. 12. Vue d'ensemble de l'appareillage.

le déplacement du niveau D, D et E étant maintenus dans le même plan horizontal. Le tube en verre est gradué en vingtièmes de cm^3 et l'erreur sur chaque lecture est de l'ordre de 0,025 cm^3.

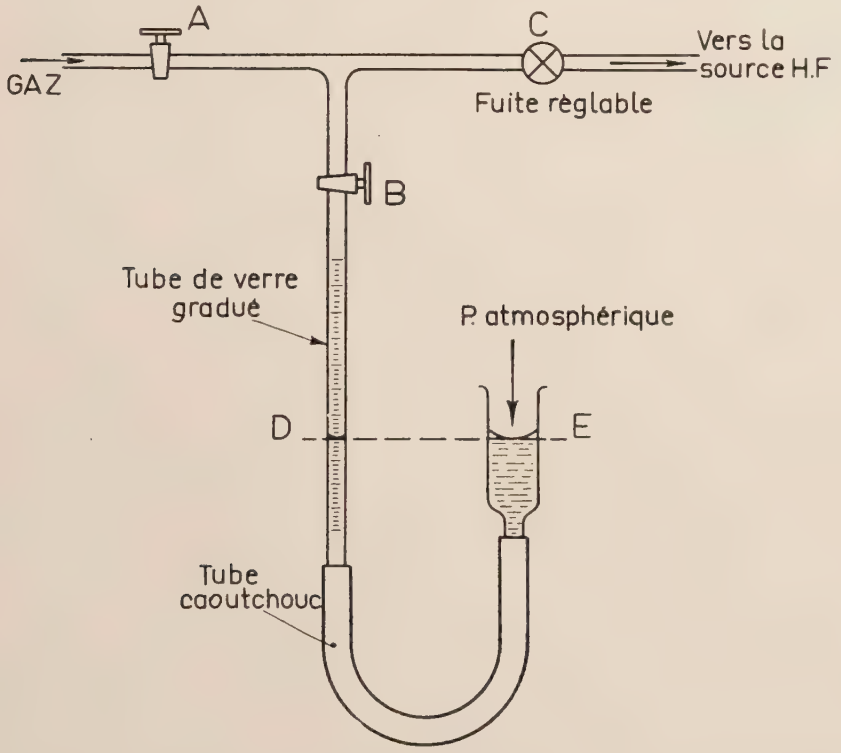


Fig. 13. — Schéma du dispositif de mesure du volume de gaz introduit dans la source H. F.

C est une fuite réglable à pointeau ; cependant, pour des débits très faibles (de l'ordre de 1 cm^3 par heure) nous avons utilisé une fuite construite au laboratoire et constituée par une série de cinq billes d'acier (diamètre = 3 mm) alternées avec des tores de caoutchouc ; l'ensemble est placé à l'intérieur d'un tube de verre calibré.

4. *Le générateur haute fréquence*

Le générateur haute fréquence est dérivé de celui de Mesny ; il est formé par deux triodes comportant une ligne bifilaire dans le circuit anodique et une ligne bifilaire dans le circuit grille (fig. 14).

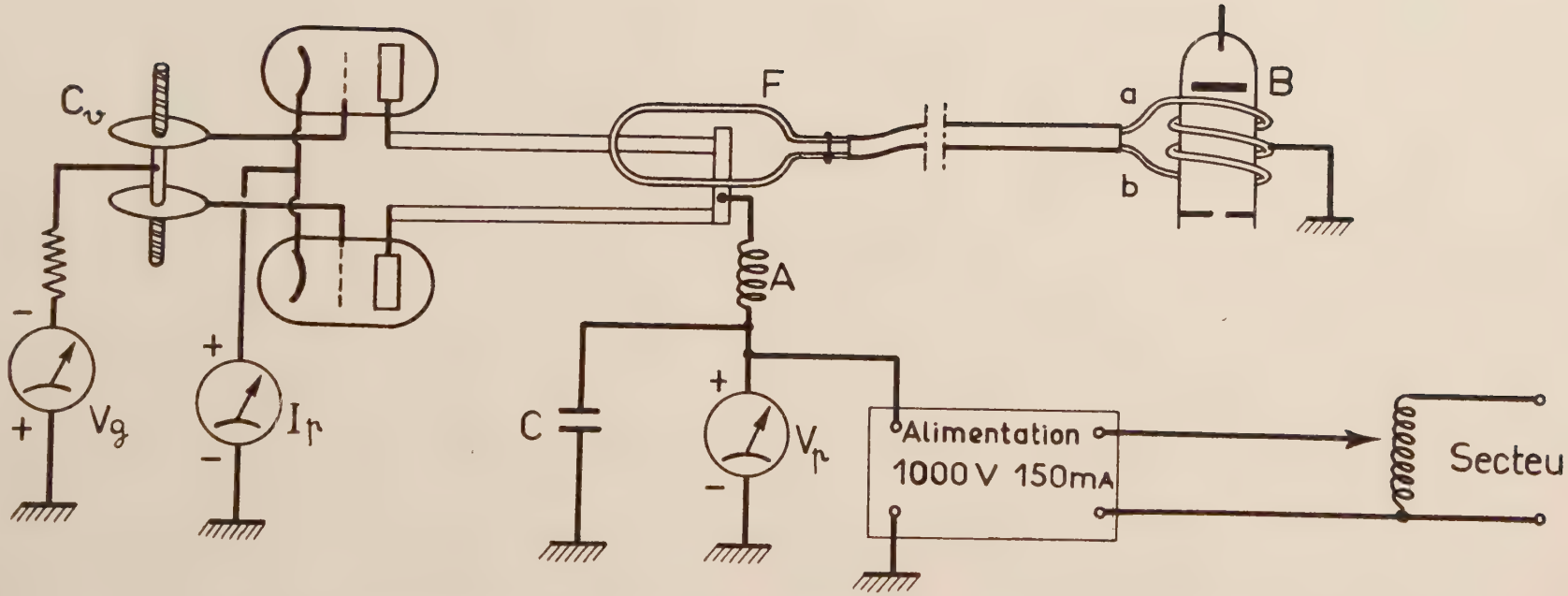


Fig. 14. — Schéma de principe du générateur H. F. (puissance d'entrée 80 watts, puissance de sortie 20 watts).

Un condensateur à air C_v, de capacité variable, est formé de deux disques rapprochables ; il permet de parfaire l'accord du circuit de grille. La bobine de choc A, formée d'une vingtaine de tours de fil, et le condensateur C, évitent les passages de la haute fréquence dans le dispositif d'alimentation.

En mesurant la tension de plaque (0 à 1 000 volts), le courant de plaque (0 à 150 milliampères), le courant de grille (0 à 15 mA), on assure au générateur H. F. des conditions de fonctionnement reproductibles.

Un tel générateur délivre une puissance d'une vingtaine de watts sous une fréquence de 200 mégahertz (v. p. 31). Par l'intermédiaire d'une ligne bifilaire souple, une boucle de couplage F transmet le courant de haute fréquence à l'enroulement qui entoure la source (bobine B).

L'oscillateur est réglé à vide sur la fréquence 200 MHz. La position de la boucle de couplage est ensuite déterminée par tatonnements en recherchant les meilleurs conditions d'ionisation dans la source (d'après l'intensité du rayonnement émis). Un léger réglage de la capacité du condensateur variable C_v peut alors être nécessaire. Quand le générateur est en charge, la fréquence à une valeur de 195 MHz.

Ce générateur H. F. auto-oscillant *s'adapte de lui-même* à la charge variable créée par la source pour différents régimes d'utilisation (pression, gaz différents...). La fréquence de l'oscillateur varie quelque peu, sans que ses conditions de fonctionnement en soient affectées. Il n'en serait pas de même pour un générateur piloté.

5. *Les alimentations de haute tension* (fig. 15, p. 30)

Dans toutes les expériences, la base de la source, c'est-à-dire le support de l'électrode E_2, a été maintenue à la masse : l'alimentation en gaz est alors au potentiel du sol.

a) *Générateur d'extraction.*

Le potentiel positif de l'électrode E_1 est assuré par un générateur construit au laboratoire. Ce générateur peut débiter 15 mA sous une tension constante pouvant aller jusqu'à 15 kilovolts.

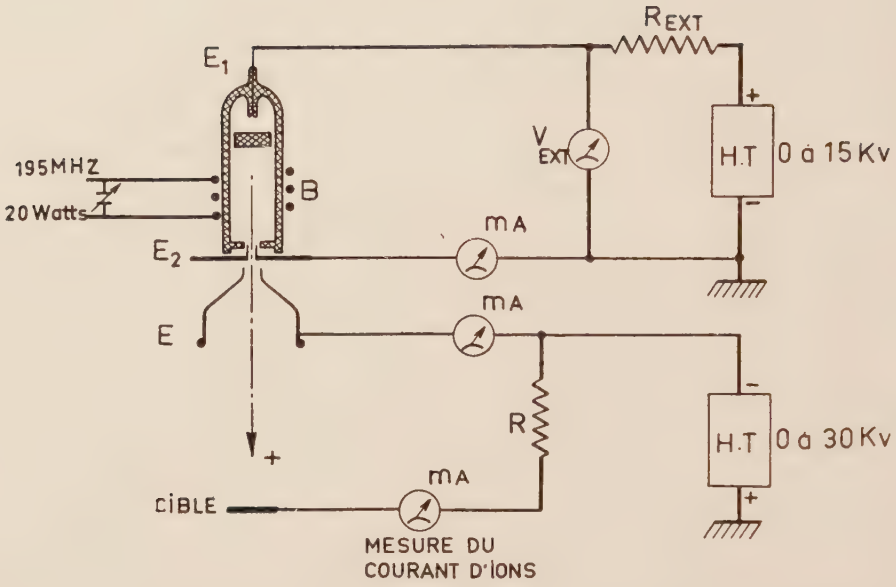


Fig. 15. — Schéma de principe du dispositif d'alimentation en tensions des différentes parties de la source H. F.

b) *Générateur d'accélération.*

Un second générateur pouvant débiter 10 mA sous — 30 kilovolts, polarise l'électrode E négativement par rapport à l'électrode d'extraction E_2.

Pour ces deux appareils, nos expériences n'imposaient pas de dispositifs particuliers de stabilisation.

B. — Mise en œuvre de la source H. F.

On trouvera ici les données technologiques indispensables pour assurer à la source H. F. un fonctionnement correct, conduisant à des mesures reproductibles.

1. *Conditions à réaliser*

Elles ont été définies progressivement, au cours de nos recherches expérimentales.

a) Amorçage de la décharge H. F.

La décharge ne s'amorce que lorsque la pression dans la source est supérieure à 10^{-2} mm de mercure. La décharge H. F. qui en résulte est accompagnée par l'émission d'une lueur, rosée dans le cas de l'argon, bleue (débits de gaz faible) ou rouge violacée (grands débits de gaz) dans celui de l'hydrogène. Le mécanisme de l'amorçage est traité dans le chapitre V.

Avant toute expérience, nous envoyons dans la source un courant d'argon ; nous examinons ensuite, au moyen d'un spectroscope de Huet, le spectre de la lumière émise, pour contrôler qu'il ne subsiste que l'émission caractéristique de l'argon.

b) Introduction d'une résistance en série avec l'anode E_1.

Lorsque la pression dans la source augmente, le fonctionnement devient instable :

— des décharges apparaissent souvent *au moment de l'amorçage* entre E_1 et E_2. Elles peuvent provoquer une rupture locale de la plaque de pyrex placée dans la partie supérieure de la chambre de verre.

— de petites décharges continuent à se manifester en cours de fonctionnement de la source, entre le plasma H. F. et la cathode E_2 (Mo-1).

Une résistance R_{ext} de l'ordre de 200 kΩ placée en série avec l'anode E_1 fait disparaître ces décharges ; le fonctionnement de la source est alors très stable.

c) Refroidissement de la source.

En cours de fonctionnement, la chambre d'ionisation s'échauffe. En envoyant vers la source un courant d'air produit par un ventilateur placé à 20 cm de l'axe du système, nous stabilisons la température externe du verre aux environs de 50° C.

2. *Mesures liées à la haute fréquence*

Pour mieux fixer les potentiels au cours des mesures, nous relions à la masse le point milieu de la bobine B entourant la source.

Aux très hautes fréquences, la grande difficulté d'effectuer des mesures rend délicate l'interprétation des résultats obtenus. On peut cependant en tirer certaines indications, que nous donnons ci-dessous.

a) Courant dans la bobine B.

Il ne nous a pas été possible d'intercaler un ampèremètre en série sur le circuit d'alimentation de la bobine à l'une de ses bornes a ou b, sans interrompre le fonctionnement de l'oscillateur. Néanmoins, nous avons pu mesurer le courant de *court-circuit*, en plaçant un ampèremètre thermique entre les points a et b. La décharge dans la source s'éteint alors. Pour différentes valeurs du courant plaque, nous avons obtenu :

I_{plaque} (milliampères)	$I_{thermique}$ (ampères)
120	2,6
100	2,4
80	2,1

b) Tension aux bornes de la bobine B.

Un voltmètre électronique, placé entre la masse et l'un des points a ou b, indique une tension efficace de 30 volts, correspondant donc à $V_a - V_b = 60$ volts efficaces. Ce résultat doit être considéré avec réserve : l'impédance du voltmètre électronique est loin d'être négligeable à la fréquence utilisée car le fonctionnement de la source est alors fortement perturbé.

c) Coefficient de self-induction de la bobine B.

La mesure faite avec un Qmètre donne 0,65 μH. Il lui correspond une impédance de 820 ohms (à 200 MHz).

d) Puissance rayonnée par la source durant son fonctionnement.

Seules, des méthodes calorimétriques permettraient de mesurer la puissance dissipée dans la source. A titre simplement indicatif, nous avons comparé, à l'aide d'un luxmètre, le rayonnement *visible* venant de la source H. F. à celui d'une lampe à incandescence témoin, dans laquelle on connaît la puissance électrique fournie au fil. La cellule du luxmètre, dans les deux cas, est placée à une distance de 5 cm de la source.

La mesure du rayonnement visible émis par la source H. F. renseigne sur l'état d'ionisation du gaz, mais pas sur le rendement en énergie de la source.

Les résultats obtenus pour l'argon sont portés dans le tableau suivant (tableau 2).

TABLEAU 2

Courant Plaque H. F. (mA)	Flux (cellule) (lux)	Caractéristiques du circuit témoin (à flux égal)		Puissance dans le circuit témoin (watts)
		V_{volts}	I_{mA}	
120	460	83,5	170	14,2
110	190	72	160	11,5
100	73	61	148	9,0
90	23	50,5	140	7,1
75	2	36	120	4,3

CHAPITRE III

EXTRACTION DES IONS

Pour permettre l'extraction des ions, la partie inférieure de la chambre d'ionisation est percée, on le sait, d'une ouverture 0 de section circulaire, à l'intérieur de laquelle pénètre le canal d'extraction de forme cylindrique ; il est fixé sur le support E_2 (fig. 16). Le potentiel du plasma contenu dans l'ampoule de verre est sensible-

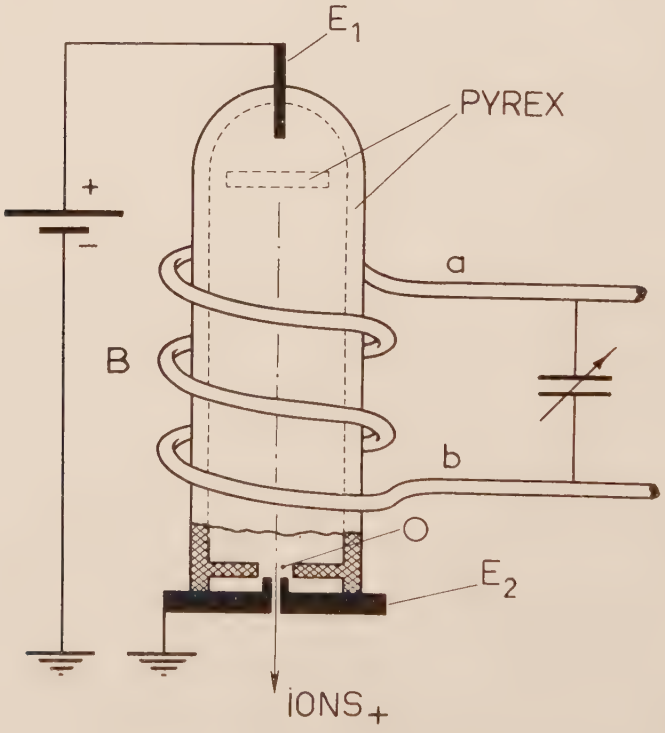


Fig. 16. — Le processus d'extraction des ions.

ment égal à celui de l'anode E_1. En fait, Erö a montré que ce potentiel est supérieur à celui de E_1 d'une quantité égale à la valeur

maximale de la tension alternative (Er-1). La différence de potentiel appliquée entre les électrodes E_1 et E_2 est de plusieurs kilovolts. La qualité de la source est intimement liée au problème de l'extraction, et c'est pourquoi nous l'étudions en premier.

A. — Processus de formation et d'extraction des ions

1. *Gaîne de charge d'espace*

Selon Langmuir, dans le plasma de décharge haute-fréquence, les champs électriques sont très petits, les gradients du champ sont nuls et le potentiel est presque constant.

La totalité de la chute de potentiel entre le plasma et la cathode E_2 se produit à l'intérieur d'une *gaîne*, chargée positivement, dans laquelle la densité électronique est négligeable.

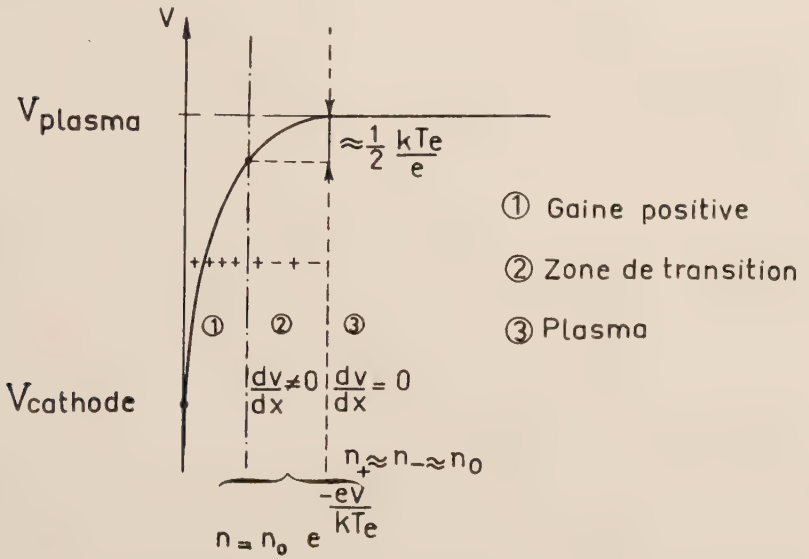


Fig 17. — Répartition du potentiel devant l'électrode d'extraction (cathode E_2). D'après D. Bohm (Bo-1).

Entre la gaîne et le plasma se situe une *région* dite *de transition*. D. Bohm (Bo-1) a montré que le potentiel continue à varier dans le plasma au delà de la gaîne, sur une petite distance : dans cette zone de transition, la chute de potentiel est égale à $\frac{k\ T_e}{2\ e}$, T_e étant

la température électronique, k la constante de Boltzmann, e la charge élémentaire. On trouvera sur la figure 17, la répartition du potentiel dans ces différentes zones.

Si l'on prend le potentiel du plasma égal à zéro, les valeurs des potentiels sur les surfaces limites de la gaîne sont, en valeur absolue, du côté plasma $\left(\frac{k\ T_e}{2\ e}\right)$ et du côté cathode la différence des tensions appliquées entre les électrodes E_1 et E_2.

Pour que la gaîne soit stable, il faut que les ions atteignent la limite (gaîne-plasma) avec une énergie cinétique égale à $\frac{k\ T_e}{2}$ (Bo-1):

$$\left(\frac{1}{2}\, m_+\, v^2{}_+ = \frac{k\ T_e}{2}\right)$$

Or, dans la gaîne, la densité de courant se conserve (Ka-2). Le courant ionique atteignant la cathode est donc uniquement déterminé par le courant traversant la surface limite (gaîne-plasma) ; *ce courant ionique ne dépend que de la température électronique* et non de l'énergie des ions dans le plasma.

Cette limite (gaîne-plasma) joue le rôle de surface émissive des ions positifs. Sa forme est déterminée d'après l'équilibre entre l'intensité du courant ionique sur cette surface et l'intensité du courant limité par la charge d'espace à l'intérieur de la gaîne positive. Elle dépend, en particulier, de la géométrie des électrodes, de la densité des ions dans le plasma et des potentiels appliqués, (Ki-1).

2. *Densité ionique à la limite du plasma*

Dans les conditions normales de fonctionnement de la source H. F., la concavité de la surface limite du plasma est dirigée vers le système d'extraction. Cette surface est toute entière située *à l'intérieur* de la chambre d'ionisation. Si l'électrode d'extraction est cylindrique, la forme de la surface limite du plasma est *sphérique* (Th-7), (Sk-1).

Dans la zone de transition, le courant d'ions positifs est dirigé vers la surface limite (gaîne-plasma), à cause de la chute de potentiel $\frac{k\ T_e}{2\ e}$. La densité de courant ionique $(j_+)_{lim}$ sur cette surface a été calculée par Allen et ses collaborateurs (Al-4). Il s'agit d'une

application particulière de la théorie de D. Bohm. Ces auteurs obtiennent, en ues-cgs :

$$(j_+)_{lim} = 0{,}61 \cdot n_o \cdot e \cdot \left(\frac{k\ T_e}{m_+}\right)^{1/2} \qquad (1)$$

e étant la charge élémentaire,
n_o la densité ionique dans le plasma,
T_e la température électronique,
m_+ la masse de l'ion,
k la constante de Boltzmann.

Pour les applications numériques, ces auteurs mettent l'équation (1) sous la forme :

$$(j_+)_{lim} = 0{,}61 \cdot 1{,}45 \cdot 10^{-15} \cdot n_o \cdot \sqrt{\frac{T_e}{M}} \qquad (2)$$

M la masse de l'ion en unité de masse atomique,
$(j_+)_{lim}$ est alors exprimée en ampères par cm^2.

Pour obtenir un ordre de grandeur de cette densité ionique, nous prendrons pour valeur de la température électronique celle calculée par Engel et Steenbeck (En-1) dans la colonne positive (v. chapitre V) :

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{eV_i}{k\ T_e}}} \cdot e^{\frac{eV_i}{k\ T_e}} = 1{,}16 \cdot 10^7 \cdot C^2\ p^2\ R^2 \qquad (3)$$

V_i étant, en volts, le potentiel d'ionisation des atomes du gaz ionisés une fois,
R (cm) le rayon du tube à décharge,
p (mm de mercure) la pression du gaz,
C étant constante pour un gaz donné.

Pour l'argon, $C = 5{,}3 \cdot 10^{-2}$ pour $R = 1{,}5$ cm (rayon intérieur de la chambre d'ionisation).

Le calcul donne pour :

$p = 3 \cdot 10^{-2}$ mm Hg, $\quad T_e \simeq 3{,}8 \cdot 10^4$ °K
$p = 2{,}15 \cdot 10^{-2}$ mm Hg, $\quad T_e \simeq 4{,}7 \cdot 10^4$ °K.

Connaissant ainsi T_e, l'équation (2) donne $(j_+)_{lim}$, si l'on connaît la densité ionique (ou électronique) dans le plasma.

Prenons $n_o = 10^{12}$ cm^{-3}, qui est une valeur moyenne dans les décharges H. F. (v. le chap. V).

Finalement pour :	$p = 3.10^{-2}$ mm Hg, $(j_+)_{lim} = 0{,}027$ Amp/cm^2
	$p = 2{,}15.10^{-2}$ mm Hg, $(j_+)_{lim} = 0{,}030$ Amp/cm^2

3. *Influence de la charge d'espace*

a) Dans la gaîne.

Les ions sont accélérés à partir de la surface limite du plasma par le champ intense dû au potentiel d'extraction V_{ext} appliqué entre les deux surfaces *sphériques* limitant la gaîne. Ce point sera précisé dans le chapitre V. La densité de courant maximale, limitée par la charge d'espace, qui peut traverser la gaîne a pour expression, en ues-cgs, (La-3) :

$$(j_+)_{max} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi}\sqrt{\frac{e}{m_+}} \cdot \frac{(V_{ext})^{3/2}}{d^2}\left(1 + \frac{4}{5} d\, \rho_o\right) \qquad (4)$$

d étant l'épaisseur de la gaîne,

m_+ la masse de l'ion,

$\rho_o = \frac{2}{r_o}$, r_o étant le rayon de la surface limite de la gaîne du côté du plasma.

ou encore (La-3) :

$$(j_+)_{max} = 5{,}455 \cdot \frac{10^{-8}}{\sqrt{M}} \cdot (V_{ext})^{3/2} \cdot \frac{1}{d^2}\left(1 + \frac{4}{5} d\, \rho_o\right) \qquad (5)$$

$(j_+)_{max}$ est en A/cm^2, V_{ext} étant en volts, d et ρ_o en centimètres ; M en u.m.a.

En général, d est inférieur à r_o (Th-5). L'expression (4) se ramène alors à celle de la densité de courant limité par la charge d'espace entre deux plans parallèles (La-4). Il en résulte, en ampères/cm^2 :

$$(j_+)_{max} = 5{,}455 \cdot \frac{10^{-8}}{\sqrt{M}} \cdot (V_{ext})^{3/2} \cdot \frac{1}{d^2} \qquad (6)$$

Pour $V_{ext} = 4.200$ volts, et de l'argon :

$$(j_+)_{max} = 23{,}27.10^{-4} \cdot \frac{1}{d^2} \text{ Amp. cm}^{-2} \qquad (7)$$

Pour que le courant d'ions qui s'écoule à travers la gaîne soit maximal, il faut :

$$(j_+)_{lim} \geqslant (j_+)_{max} \qquad (8)$$

La condition (8) fournit une limite inférieure de la densité ionique dans le plasma. En égalant les équations (2) et (5), on obtient :

$$(n_o)_{min} = 6.10^7 \cdot \frac{(V_{ext})^{3/2}}{\sqrt{T_e}} \cdot \frac{1}{d^2} \qquad (9)$$

avec les unités données plus haut.

Avec les valeurs numériques précédentes :

(V_{ext} = 4.200 volts, n = 10^{12}/cm^3, T_e = 4,7.10^4 °K)

p = 3.10^{-2} mm Hg,	d ≃ 0,29 cm
p = 2,15.10^{-2} mm Hg,	d ≃ 0,27 cm

L'épaisseur de la gaîne est du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des électrons dans le plasma (Al-5) :

par exemple, pour p = 2,15 . 10^{-2} mm Hg, $\lambda_{(Argon)} \simeq 0{,}24$ cm.

b) Dans le canal d'extraction.

Les ions accélérés dans la gaîne couvergent ensuite vers le canal d'extraction (v. l'analogie optique donnée p. 45). La charge d'espace intervient alors pour limiter l'intensité du faisceau d'ions qui traverse ce canal. Or, le courant ionique maximal qui peut s'écouler dans un canal cylindrique de longueur L et diamètre Φ est donné par (Sp-1) :

$$I_{max} = \frac{28{,}8\ V^{3/2}}{\sqrt{M}} \left(\frac{\Phi}{L}\right)^2 \qquad (10)$$

le courant I étant en milliampères, la tension d'accélération des ions en kilovolts, M en unités de masses atomiques.

Par suite, le courant maximal d'ion d'argon qui peut être extrait de la source est donné, en milliampères, par :

$$I_{max} = 4{,}55\ (V_{ext})^{3/2} \cdot \left(\frac{\Phi}{L}\right)^2 \qquad (11)$$

V_{ext} étant en kilovolts.

Ce qui précède suppose nulles les pertes d'ions sur les parois du canal.

Pour la source H. F. que nous utilisons, Φ = 3 mm, L = 6mm ; pour une tension d'extraction de 4,2 kilovolts, *le courant maximal*

d'ions d'argon pouvant sortir de la source est voisin de 9,8 *milliampères.*

Pour $V_{ext} = 5$ kilovolts, $I_{max} = 12{,}7$ mA.

Dans la réalité, certains ions atteignent la paroi. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, les courants extraits peuvent être plus importants que ceux donnés par le calcul, car la charge d'espace due aux ions peut être neutralisée, en partie, par les électrons secondaires émis à partir des parois du canal.

4. *Divergence du faisceau d'ions au-dessous de la source, focalisation*

Le faisceau d'ions diverge à la sortie du canal d'extraction. Le demi-angle maximal d'ouverture du faisceau est :

$$\alpha_m = \operatorname{arctg}\left(\frac{\Phi}{L}\right) \tag{12}$$

Pour $\varnothing = 3$ mm, $L = 6$ mm, $\alpha_m = 26$ degrés 33'.

Il est donc nécessaire de focaliser le faisceau d'ions sortant de la source au moyen d'une lentille électrostatique à champ intense (Ci-2).

Par ailleurs, les charges d'espace contribuent à augmenter la divergence du faisceau. La trajectoire du rayon marginal de ce faisceau a été calculée par Spangenberg (Sp-1) :

$$\frac{Z}{r_0} = 4{,}97\,\frac{V^{3/4}}{I^{1/2}}\int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\log_e R}}\cdot\frac{1}{M^{1/4}} \tag{13}$$

V étant en kilovolts, I en milliampères, $R = \frac{r}{r_0}$, r étant le rayon de la section droite du faisceau à la distance Z de la section minimale du faisceau, de rayon r_0, prise comme origine. Cette section minimale se situe à l'intérieur du canal (v. le chap. IV).

V (kilovolts) est la différence de potentiel entre les points du faisceau de hauteurs zéro et Z.

Les abaques tracées par Thonemann et ses collaborateurs (Th-6) permettent de résoudre graphiquement l'équation (13). Connaissant trois des quatre paramètres $\frac{r}{r_0}$, $\frac{Z}{r_0}$, V et I, on en déduit le quatrième.

Il résulte de (13) que, à tout plan coupant l'axe à la hauteur Z_1, correspond un objet virtuel à la hauteur Z_0, défini par :

$$Z_0 = Z_1 - \frac{r_1}{\sqrt{\log_e \left(\frac{r_1}{r_0}\right)}} \cdot 4{,}97 \cdot \frac{V^{3/4}}{I^{1/2}} \cdot \frac{1}{M^{1/4}} \qquad (14)$$

Z_1 et r_1 étant les coordonnées des points situés sur les trajectoires marginales. En pratique, un faisceau d'ions divergent d'angle d'ouverture supérieur à 28 degrés, ne peut pas être focalisé par une lentille électrostatique (Th-4). On limite l'ouverture du faisceau d'ions au moyen d'un diaphragme placé entre le canal d'extraction et la lentille ; on peut aussi utiliser un système accélérateur des ions constitué par trois lentilles électrostatiques placées derrière l'électrode E_2.

B. — Influence des différents paramètres

Le fonctionnement de la source H. F. est étroitement lié à la forme et à la dimension du système d'extraction des ions. Suivant la géométrie de ce système, l'intensité du faisceau ionique extrait peut varier dans un rapport de 1 à 40 (Th-5). Dans la chambre d'ionisation, la pression est comprise entre 0,01 et 0,1 millimètres de mercure. Il faut donc choisir une électrode d'extraction dont l'ouverture a une forme qui favorise l'écoulement des ions à travers le système d'accélération et limite le flux de gaz vers le système de pompage.

1. *Système d'extraction utilisé*

a) Analyse des dispositifs précédemment employés.

La plupart des auteurs utilisent le système d'extraction de Thonemann (Th-3) : la base de la chambre d'ionisation (en verre) est généralement de forme tronconique ; sa partie centrale est constituée par un canal cylindrique qui pénètre dans la chambre d'ionisation. L'électrode d'extraction est *un cylindre* dont la partie supérieure est engagée dans le canal de verre (fig. 18, p. 42).

Moak, Reese et Good (Mo-1) ont modifié ce dispositif : ils recouvrent entièrement le cylindre d'extraction par un manchon

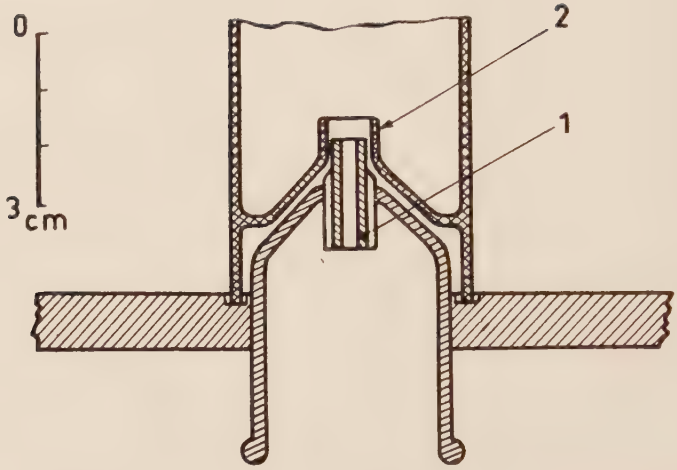


Fig. 18. — Détail du système d'extraction de la source de Thonemann et Coll. (Th-3). Voir aussi la figure 5.
1. cathode : Φ = 2,38 mm ; L = 19 mm.
2. Partie isolante (verre ou quartz).

de silice ayant le même axe que le canal de la cathode (fig. 19) dans le but de l'isoler du plasma. On évite ainsi les claquages qui

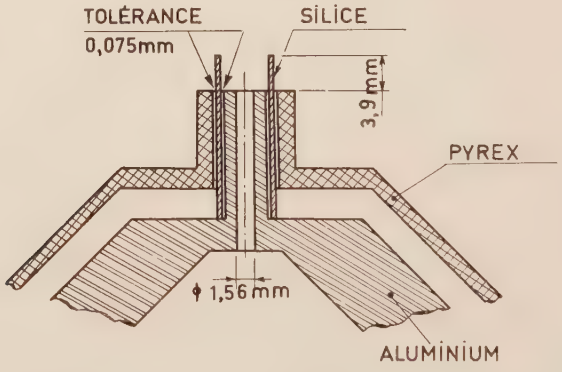


Fig. 19. — Détail du système d'extraction de la source de Moak, Reese et Good (Mo-1). Voir aussi la figure 7.

sont dus, en général, à la souillure de la surface de cette électrode par une condensation de vapeur d'huile résiduelle, aux endroits les plus exposés au bombardement ionique (Er-1).

L'emploi d'un manchon de silice nécessite un usinage très soigné des pièces métalliques : le centrage doit être rigoureux

(Sk-1) et la tolérance admise sur les diamètres est de 0,075 mm (fig. 19).

La position du bord supérieur du canal d'extraction dans le cylindre isolant constitue un paramètre critique du fonctionnement de la source (Al-3), (Eu-1), (Ga-3), (Re-1). D'après Goodwin (Go-1) la distance d entre le bord supérieur de l'électrode d'extraction et le sommet du manchon isolant doit être égale au diamètre interne de cette électrode ; on trouvera sur la figure 20, le système d'extraction de la source de Goodwin.

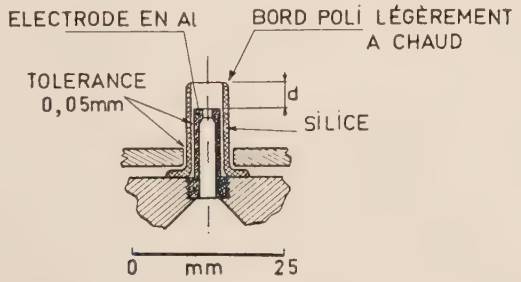


Fig. 20. — Détail du système d'extraction de la source de Goodwin (Go-1).

Un choix convenable du diamètre D du manchon (fig. 21) améliore considérablement la focalisation (Mo-1). C'est ce qu'ont montré Gabovich et P'Jankov (Ga-3) pour le système de la figure 21. Signalons ici l'étude expérimentale très détaillée de Serbinov (Se-2) concernant l'influence de D/Φ et L/Φ sur les performances de la source H. F.

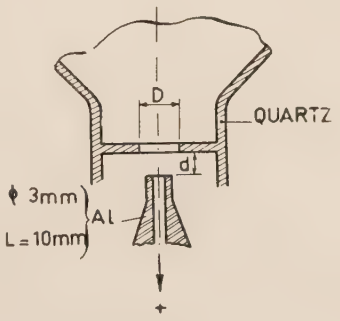


Fig. 21. — Système d'extraction de Gabovich et P'jankov (Ga-3)

Le nombre des paramètres est très élevé, et, pour tout nouveau système d'extraction, *les dimensions à adopter doivent être déterminées expérimentalement.*

Pour obtenir un débit ionique élevé, il faut que la focalisation des ions soit excellente. La surface limite du plasma doit être sphérique : pour réaliser cette condition, Thonemann et Harrison

(Th-6) utilisent des électrodes planes (fig. 22) ; S_1 est l'anode, S_2 la cathode. La surface supérieure de S_1 est recouverte de mica jusqu'à 3,175 mm du bord de l'orifice de diamètre D.

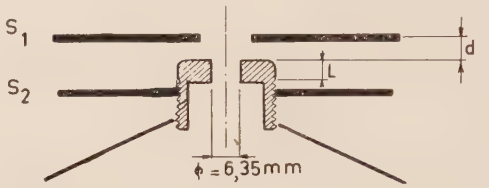


Fig. 22. — Système d'extraction de Thonemann et Harrison (Th-6).

Ce dispositif est encore peu utilisé (Al-6), (Co-4), (Mo-2) (Mo-4). Nous l'avons adopté car il présente sur les systèmes précédemment décrits l'avantage de n'être pas soumis à des impératifs d'ordre mécanique (centrage rigoureux, tolérance stricte, etc...). Les performances que nous avons obtenues confirment sa supériorité.

b) Description de notre système d'extraction.

La figure 23 schématise le dispositif d'extraction des ions : l'électrode d'extraction, cylindrique, pénètre à l'intérieur du canal isolant également cylindrique, dont l'axe est confondu avec celui du disque

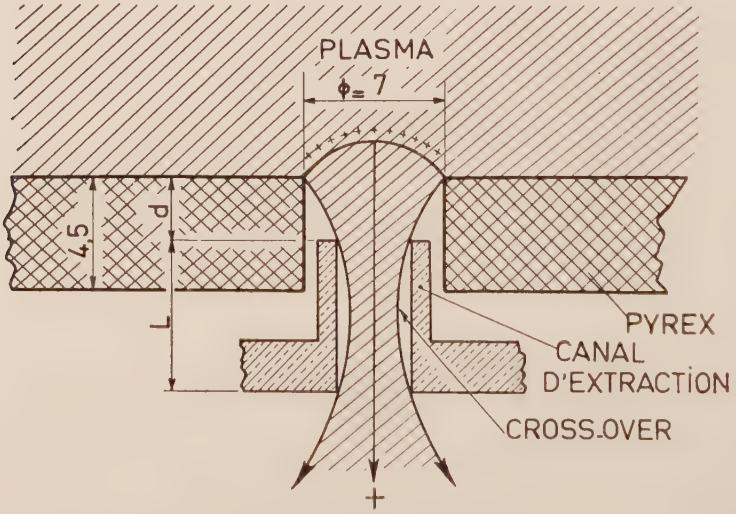


Fig. 23. — Schéma de principe du système d'extraction des ions (conditions de fonctionnement optimales).

de pyrex inférieur (v. également la figure). Cette plaque, épaisse de 4,5 mm, sépare le plasma de décharge H. F. de la cathode E_2.

Pour les premières expériences de mise au point de la source d'ions H. F. nous avons utilisé le système représenté sur la figure 24. L'électrode d'extraction, mobile le long de son axe, est vissée sur le support E_2, qui porte également la chambre d'ionisation. L'électrode E, placée derrière la cathode, est isolée du support de la source E_2.

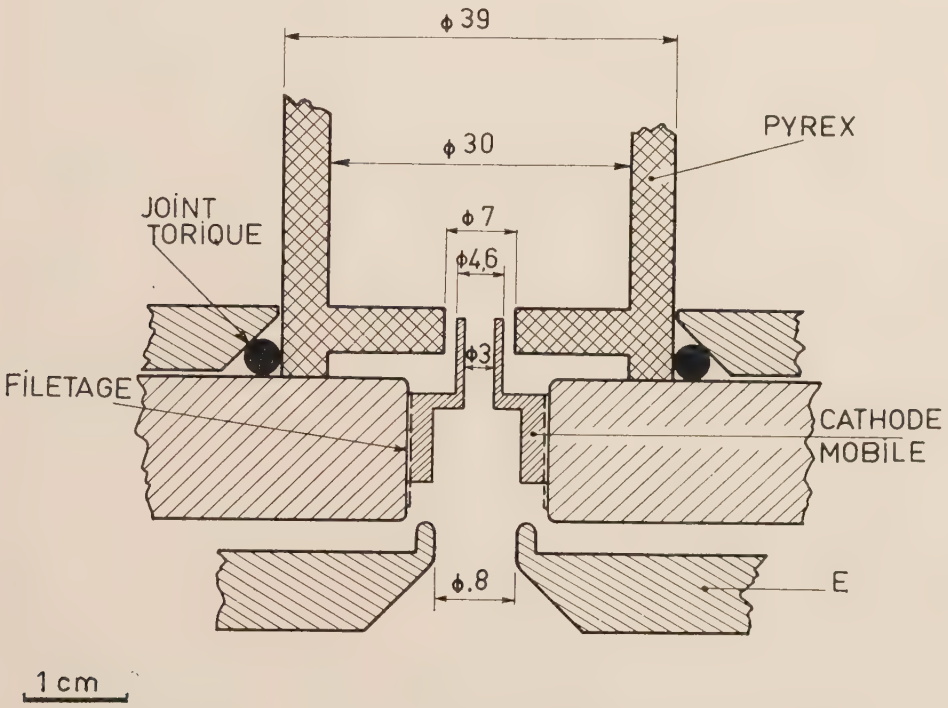


Fig. 24. — Détail du système d'extraction utilisé pour les premières expériences.

c) Analogie optique

On peut établir une analogie optique : la limite du plasma, surface émissive des ions, se maintient à l'entrée du canal isolant ; en effet, d'après Skurnik (Sk-1) le potentiel du sommet de ce canal est égal à celui du plasma ; pendant le fonctionnement de la source, la paroi interne de ce cylindre isolant se charge positivement (Re-5). L'action du système d'extraction sur les ions est alors comparable

à celle de l'objectif électronique électrostatique à immersion sur des électrons émis par la cathode : la surface émissive des ions, les parois du cylindre de pyrex et le canal d'extraction jouent respectivement les rôles de la cathode, du wehnelt et de l'anode de l'objectif à immersion.

L'action du cylindre isolant est déterminante. En effet, si l'isolant ne jouait aucun rôle dans la distribution des potentiels entre la gaîne et le canal d'extraction, l'ensemble de la surface émissive des ions et de l'électrode E_2 serait équivalent à une lentille « trou » en optique électronique, et formerait une lentille divergente. A la sortie du canal, le faisceau ionique serait trop divergent pour être focalisé (v. p. 40). Par contre, l'objectif à immersion est *convergent*. Il y a donc formation d'une image réelle de la surface limite du plasma dans le canal d'extraction. La polarisation des parois du canal isolant détermine les qualités optiques de ce système. C'est ce qui explique la nécessité de déterminer expérimentalement la position des éléments de ce système les uns par rapport aux autres.

Il est malheureusement impossible de situer exactement la position des éléments cardinaux de ce système d'optique ionique ; de plus, la position de la surface limite du plasma est mal définie. Seules les tensions de la surface émissive des ions et de l'électrode d'extraction sont connues.

2. *Longueur et position du canal d'extraction*

a) Choix du métal.

Dans nos premières expériences, nous avons utilisé une électrode d'extraction en acier inoxydable. Après quelques heures de fonctionnement, la source devient inutilisable : on observe un dépôt marron sur la paroi interne de la chambre d'ionisation, au niveau de la bobine excitatrice. Ce dépôt provient de la pulvérisation de la cathode sous l'impact des ions. La paroi interne de la source devient conductrice, le courant d'ions extrait diminue et le cylindre de verre s'échauffe. De plus, la métallisation de la paroi du canal de pyrex détruit les qualités optiques de la lentille à immersion précédemment décrite.

Avec une électrode d'extraction en aluminium le phénomène de pulvérisation cathodique disparaît ; c'est ce métal que nous avons adopté.

b) Longueur du canal d'extraction.

Soit d la distance du sommet du canal d'extraction au plan supérieur du bouclier de pyrex. Ayant pris d = 2 mm, nous avons utilisé trois cylindres d'extraction de 6, 9 et 13 mm de longueur, les diamètres intérieur et extérieur de ces cylindres étant de 3 mm et 4,9 mm.

La figure 25 présente les variations du courant d'ions reçu par la cible en fonction de la tension d'extraction, pour ces trois

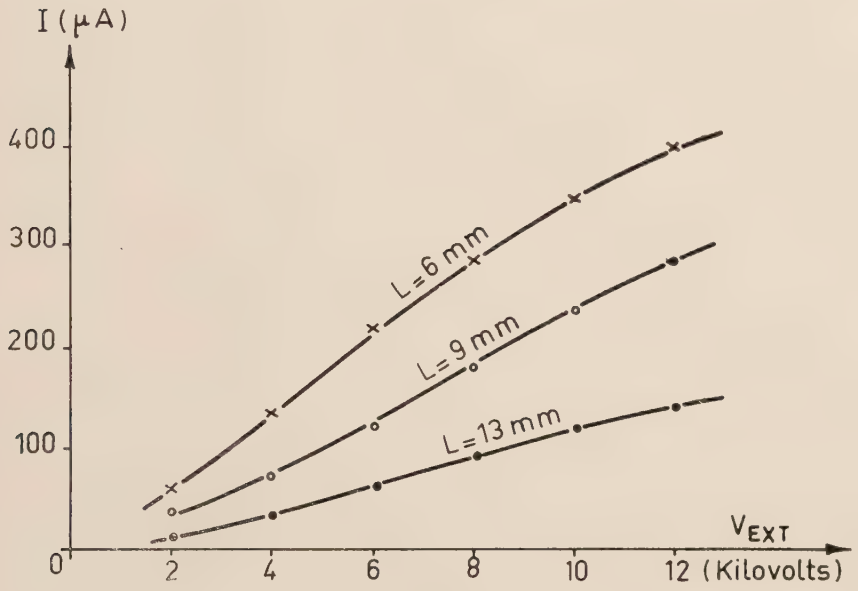


Fig. 25. — Variation du courant ionique en fonction de la tension d'extraction, pour différentes valeurs de L.

longueurs différentes. La cathode et l'électrode E sont au même potentiel que le support de la source ; le courant recueilli sur la cible ne représente alors qu'une faible partie du courant d'ions extrait. Le gas utilisé est de l'air à la pression de 4.10^{-2} mm de mercure dans la source.

Le canal de longueur la plus petite (L = 6 mm) fournit l'intensité ionique la plus grande, ce qui est conforme à la formule (11). Dans tout ce qui suit le canal *a une longueur de* 6 *mm.*

c) *Position du canal d'extraction.*

Nous avons déterminé expérimentalement la distance d la plus favorable. On trouvera sur la figure 26, les courbes donnant le courant ionique en fonction de la tension d'extraction, pour différentes valeurs de d et pour de l'air (pression de $3{,}5.10^{-2}$ mm Hg).

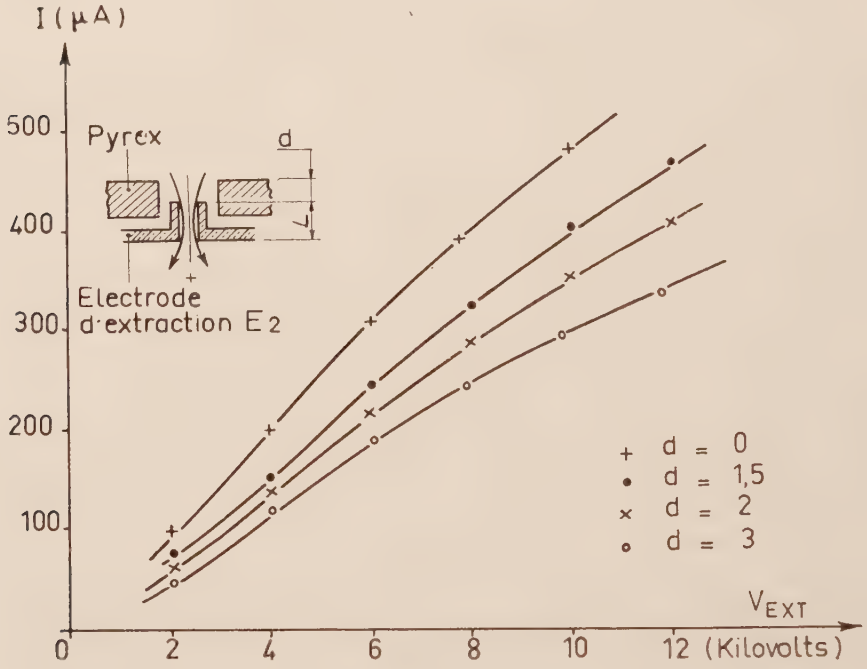


FIG. 26. — Courbes I = f (V_{ext}) pour différentes valeurs de d.

Le courant d'ions est d'autant plus élevé que la distance d est faible. Pour des valeurs de d de l'ordre du millimètre, des claquages apparaissent entre la limite du plasma et le bord supérieur du canal d'extraction lorsque les pressions sont de l'ordre de 10^{-1} mm de mercure dans la source, et les tensions d'extraction supérieures à 10 kilovolts. Dans les conditions normales d'utilisation de cette source, (pression de l'ordre de 1,5 à 6.10^{-2} mm de mercure) on n'observe pas de phénomène disruptifs entre la cathode et le plasma, quelle que soit la tension d'extraction. *Dans ce qui suit, nous avons pris d = 1,5 mm ; le fonctionnement de la source est alors parfaitement stable.*

3. *Influence de la tension d'extraction* V_{ext}.

D'après Thonemann (Th-5), V_{ext} conditionne la forme de la surface limite du plasma. Pour une valeur optimale de V_{ext}, la concavité de la surface équipotentielle émissive qui limite la gaîne favorise la focalisation des ions vers le canal d'extraction (fig. 27). Cette valeur de V_{ext} varie avec la pression (Fo-1), (La-1) et avec la puissance H. F. dissipée dans la source (Co-5).

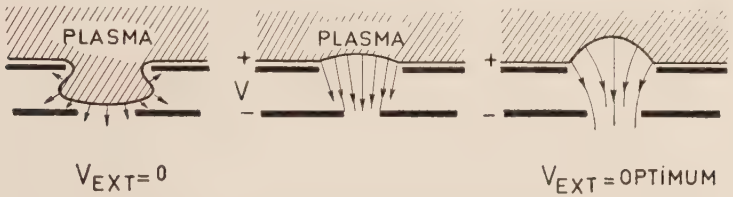


FIG. 27. — Formes possibles de la surface équipotentielle limitant le plasma — D'après Thonemann (Th-5).

La position de cette surface limite, on le sait, est mal définie. Nous pouvons seulement affirmer que cette surface s'éloigne de la cathode quand le potentiel d'extraction augmente, ou que la puissance du générateur haute fréquence décroît (Wa-1).

Ce qui précède montre que la tension d'extraction doit être déterminée expérimentalement avec soin (v. le chap. IV) ; mais ce choix ne peut être qu'empirique et n'est valable que pour un système d'extraction donné.

Nous avons fait varier la tension d'extraction jusqu'à 10 kilovolts. Le courant d'ions recueilli sur la cible augmente avec V_{ext} pour différentes valeurs de la tension d'accélération V_{acc} appliquée à l'électrode E. La pression d'argon dans la source est de 3.10^{-2} mm de mercure ; la distance du bord supérieur de l'électrode E à la base du canal est : h = 1,25 mm.

Les courbes donnant I en fonction de V_{ext} sont portées, en coordonnées logarithmiques, sur la figure 28 (p. 50). Ces courbes présentent toutes, entre 2,5 et 6 kilovolts, une partie linéaire, pour laquelle la loi de variation est de la forme :

$$\text{Log}\,\frac{I}{I_0} = \alpha\,\text{Log}\,V_{ext}$$

$$\boxed{\frac{I}{I_0} = (V_{ext})^{\alpha}}$$

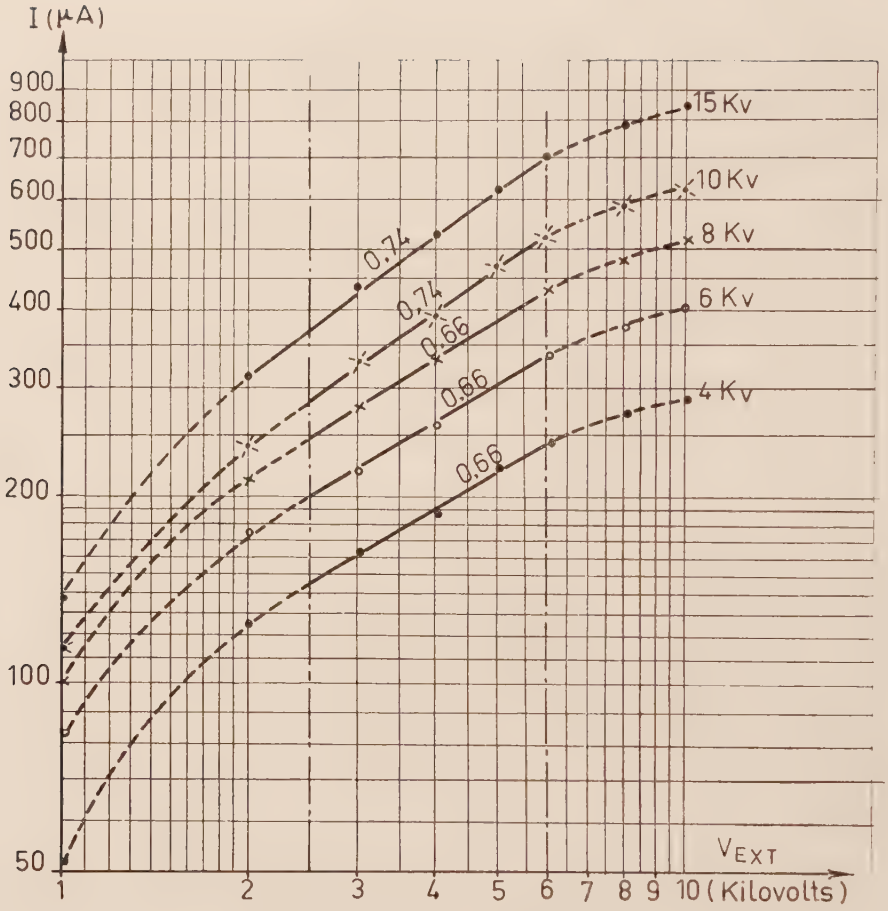


FIG. 28. — Courbes $I = f(V_{ext})$ pour $4 < V_{acc} < 15$ kilovolts dans le cas de l'argon ($p = 3.10^{-2}$ mm Hg, $h = 1{,}25$ mm).

Or, le courant limité par la charge d'espace est, d'après la formule (5), proportionnel à la puissance $\frac{3}{2}$ de V_{ext}. La pente de la droite représentant Log I sur la figure 28 croît avec la tension d'accélération V_{acc}, conformément aux résultats donnés dans le tableau 3 (I en microampères).

TABLEAU 3

V_{acc} (kilovolts)	4	6	8	10	15
α	0,66	0,66	0,66	0,74	0,74

Nous sommes loin des conditions optimales théoriques de fonctionnement de la source, pour lesquelles α devrait être égal à 1,5.

Par ailleurs, plusieurs auteurs ont trouvé une valeur maximale du courant ionique quand V_{ext} varie (Ba-1), (Go-1), (Ko-3), (Ni-1), la valeur optimale de V_{ext} étant comprise entre 3 et 6 kilovolts. Dans nos expériences, il n'y a pas de valeur maximale de I, dans le domaine des tensions d'extraction explorées tout au moins, et pour la disposition géométrique du système d'extraction dessiné sur la figure 29. Nous voyons là un avantage du système d'extraction que nous utilisons : il n'introduit pas de limitation au courant d'ion extrait, dont la valeur maximale reste fixée par les paramètres étudiés plus haut (p. 38).

Remarque.

Un champ magnétique constant, transversal (Ga-2), (perpendiculaire à l'axe de la bobine d'excitation H. F.), ou longitudinal (Ko-2), (dirigé suivant l'axe de la bobine), produit les mêmes effets qu'une augmentation du potentiel d'extraction.

4. *Influence de la tension d'accélération* V_{acc}

Lorsque l'on porte l'électrode d'accélération E à un potentiel négatif, de plus en plus grand par rapport à l'électrode d'extraction, le courant d'ions recueilli sur la cible augmente.

Grâce à un dispositif de commande extérieur, l'électrode d'accélération E est mobile selon son axe. Le déplacement de cette électrode E peut être effectué *pendant* que la source fonctionne, sans qu'il y ait modification des autres paramètres caractérisant son fonctionnement ; en particulier, il n'y a pas variation de la pression dans la source. La figure 29 (p. 52) donne le détail du dispositif de commande du déplacement de E. On y trouvera également des détails sur les systèmes d'extraction et d'accélération des ions que nous avons utilisés dans nos expériences.

Pour une tension d'accélération constante, la région située entre ces deux électrodes, ou espace d'accélération, est soumise à un gradient de potentiel d'autant plus élevé que h est plus petit. Le champ électrique varie très rapidement au passage de l'ouverture de l'électrode E : cette ouverture joue le rôle d'un diaphragme trou. Selon (Co-5), les courbes des variations du potentiel le long de l'axe

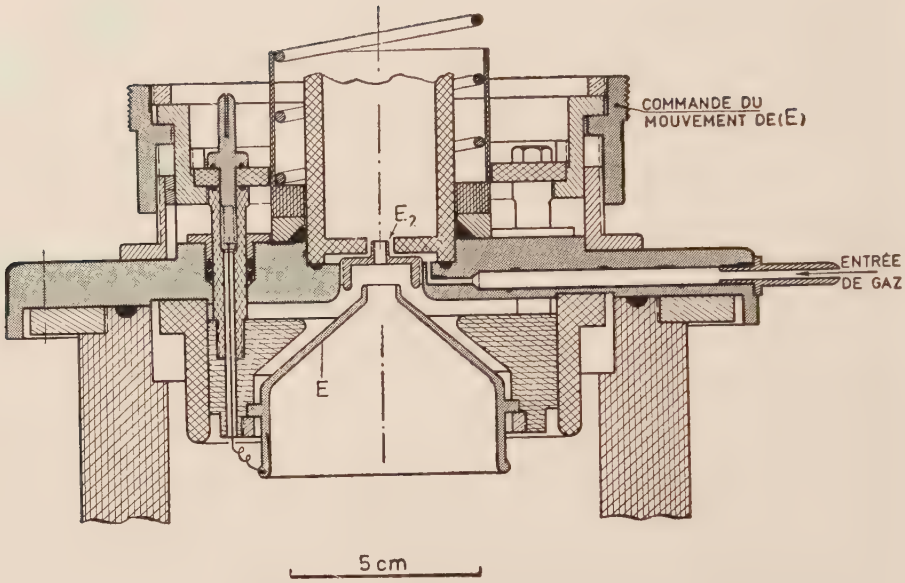


FIG. 29. — Schéma du dispositif de commande du déplacement de l'électrode E.

de révolution du système sont semblables à celles de la lentille « trou ». Cette lentille est alors *convergente* pour les ions issus de la source.

Le système d'accélération des ions et son équivalent optique sont schématisés sur la figure 30 (p. 53). En fait, le point O, intersection du plan de l'ouverture de E et de l'axe de révolution, n'est pas le point sur l'axe où le potentiel est égal à V_{acc} (Du-1). Ce point se trouve à l'intérieur de la lentille accélératrice E ; sa position sur l'axe correspond à celle du point A sur la courbe de variation du potentiel.

a) Courbes $I = f(V_{acc})$.

Nous avons tracé sur les figures 31 a et 31 b (p. 54), les courbes donnant les courants d'ions (argon et hydrogène) reçus sur la cible, en fonction de la tension d'accélération V_{acc}, pour quatre valeurs différentes de h (1,25-3,25-5,25 et 7,25 mm). Les conditions expérimentales sont : $p = 3{,}5.10^{-2}$ mm de mercure, $V_{ext} = 5$ kilovolts pour l'argon ; $p = 3.10^{-2}$ mm de mercure, $V_{ext} = 3{,}5$ kilovolts pour l'hydrogène.

Le courant ionique est une fonction croissante de $V_{acc.}$ C'est la charge d'espace qui limite théoriquement sa valeur. Or, les courbes de la figure 31 sont loin de leurs asymptotes : la valeur opti-

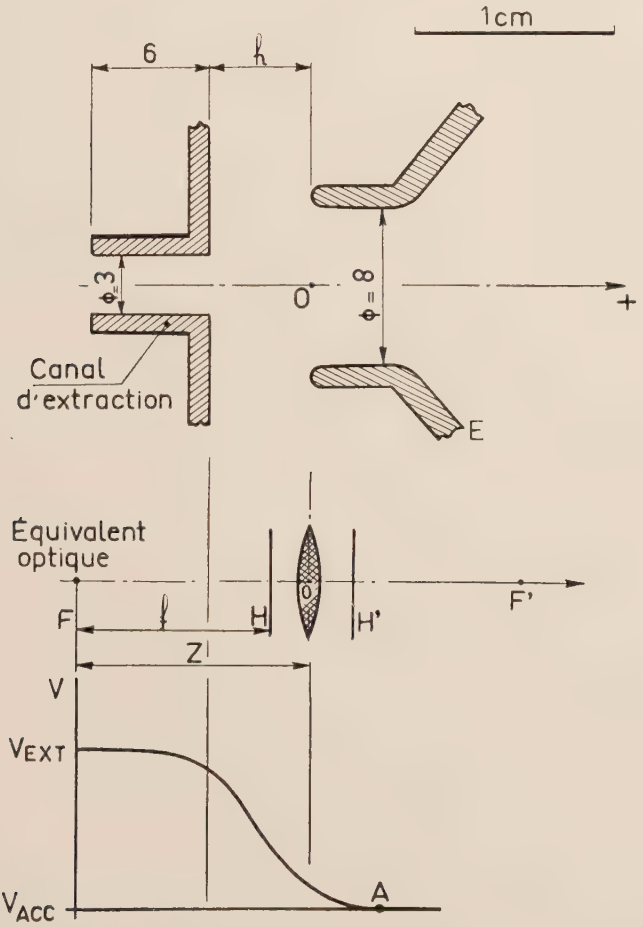
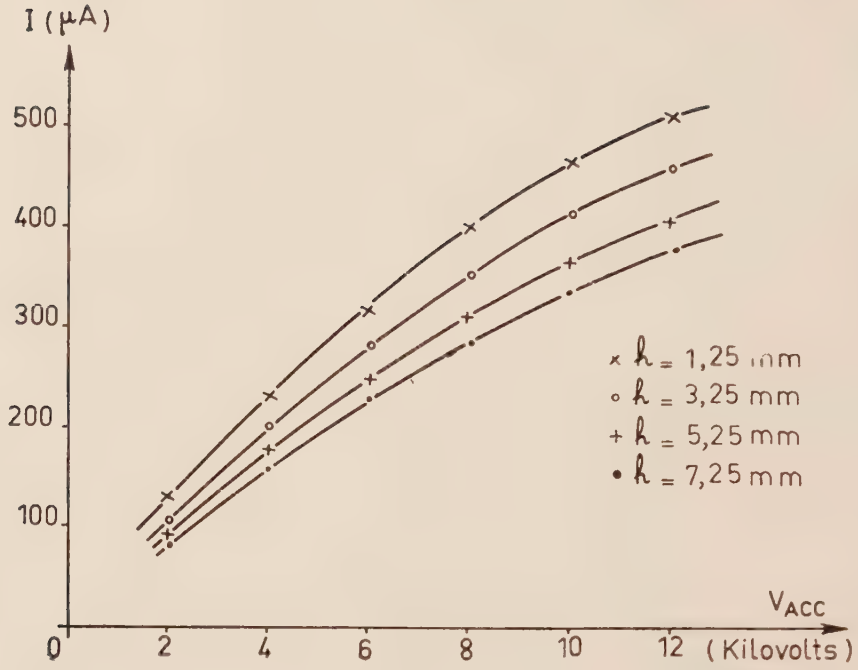


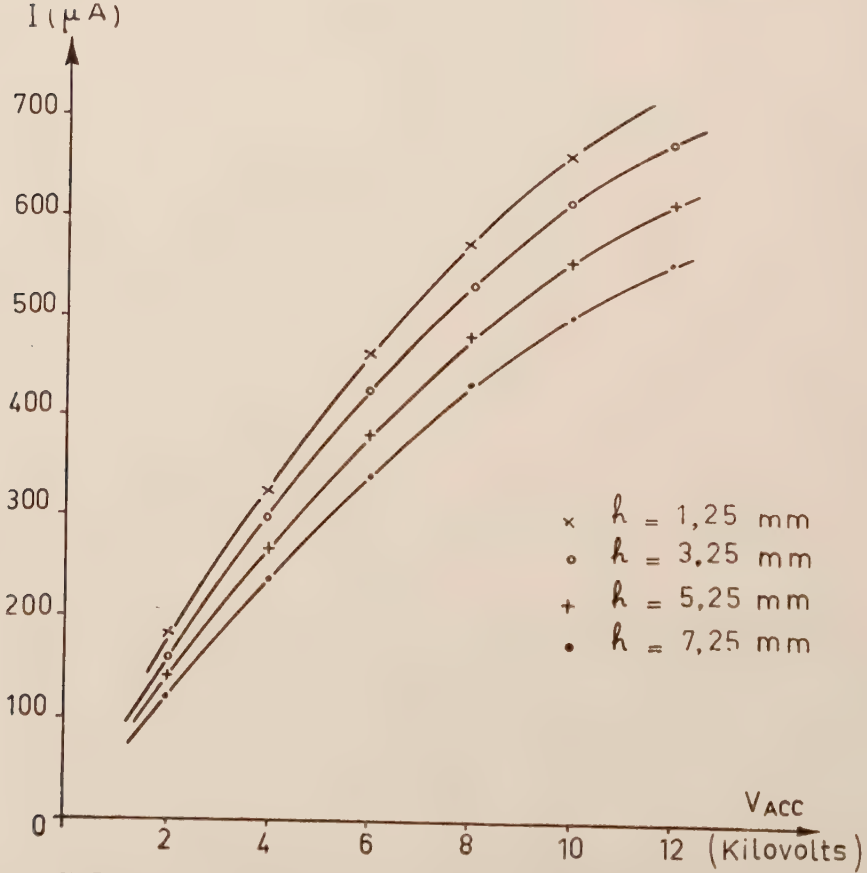
Fig. 30. — Schéma du système d'accélération des ions et son équivalent optique.

male de l'intensité du courant ionique que l'on peut extraire de la source n'est donc pas encore atteinte.

Pour établir la loi de variation *expérimentale* de l'intensité du courant ionique reçu sur la cible en fonction de la tension d'accélération, nous avons représenté, en coordonnées logarithmiques, sur



a) Cas de l'argon (p. = 3,5.10-2 mm Hg, V_{ext} = 5 kilovolts).



b) Cas de l'hydrogène (p = 3.10-2 mm Hg, V_{ext} = 3,5 kilovolts)

FIG. 31. — Courbes I = f (V_{acc}) pour différentes valeurs de h.

la figure 32, les courbes I = f (V_{acc}), pour différentes valeurs de la tension d'extraction, dans le cas de l'argon. Pour V_{acc} supérieur

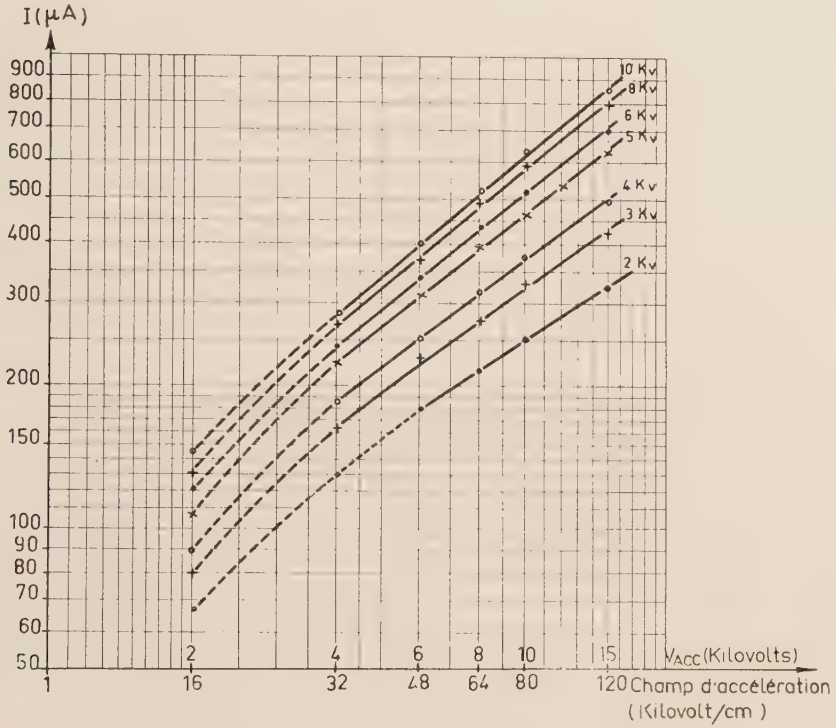


FIG. 32. — Courbes I = f (V_{acc}) pour différentes valeurs de V_{ext} ($2 < V_{ext} < 10$ kilovolts) ; cas de l'argon. ($p = 3{,}5.10^{-2}$ mm Hg, h = 1,25 mm).

à 4 kilovolts, ce sont des droites, dont les coefficients angulaires augmentent avec V_{ext} (v. le tableau 4 où V_{ext} est en kilovolts).

TABLEAU 4

V_{ext}	2	3	4	5	6	8	10
β	0,65	0,71	0,72	0,77	0,79	0,8	0,82

Le courant ionique croît d'autant plus rapidement que V_{ext} est plus grand, suivant la relation :

$$\text{Log}\,\frac{I}{I_0} = \beta\,\text{Log}\,V_{acc}$$

ou $\boxed{\frac{I}{I_0} = (V_{acc})^{\beta}}$ *ponr* $V_{ace} > 4$ *kilovolts.*

D'après la formule (13), le coefficient β devrait être égal à 3/2. Le courant d'ions recueilli sur la cible n'est donc qu'une fraction du courant d'ions extrait de la source.

Dans le chapitre IV, nous verrons que l'emploi d'un diaphragme dans le canal d'extraction améliore les conditions de l'extraction.

b) Influence de h.

Nous avons tracé, sur la figure 33, les courbes de variation de l'intensité du courant ionique recueilli sur la cible en fonction du champ accélérateur (V_{acc}/h), pour différentes valeurs de h. La pression d'argon dans la source est de 3.10^{-2} mm Hg ; V_{ext} = 5 kilovolts.

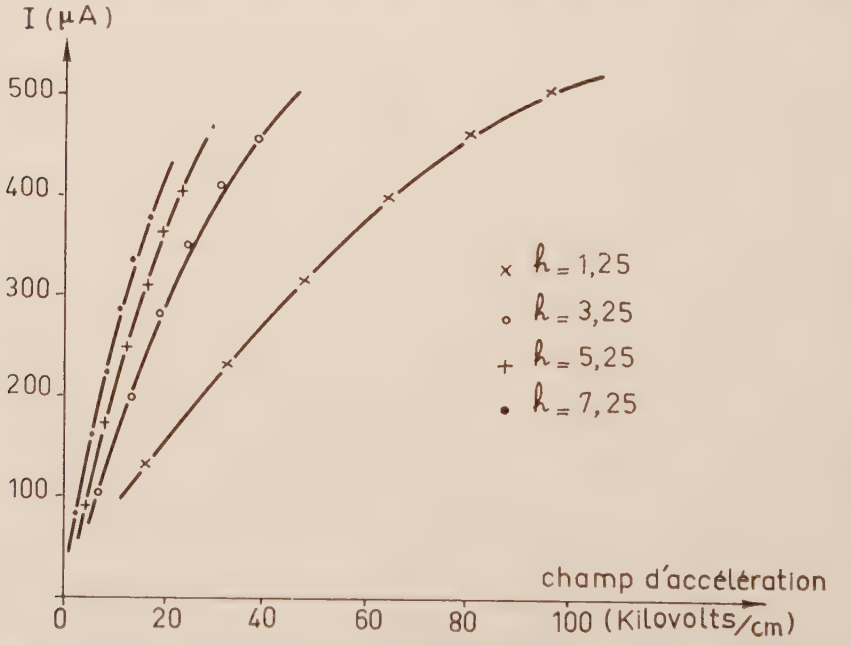


FIG. 33. - Variation de I (argon) en fonction du champ d'accélération, pour différentes valeurs de h.
(p = $3{,}5.10^{-2}$ mm Hg ; V_{ext} = 5 kilovolts).

Pour un champ d'accélération d'*intensité constante*, le courant capté sur la cible est d'autant plus intense que h est plus grand.

La figure 34 montre plus clairement l'influence de ce paramètre : nous y avons représenté, en coordonnées logarithmiques, la variation de I en fonction de h pour différentes valeurs du champ d'accélération (10, 15, 20, 25 et 30 kilovolts/cm). La variation est de la forme :

$$\text{Log } \frac{I}{I_0} = 0{,}5 \text{ Log h, quel que soit le champ accélérateur.}$$

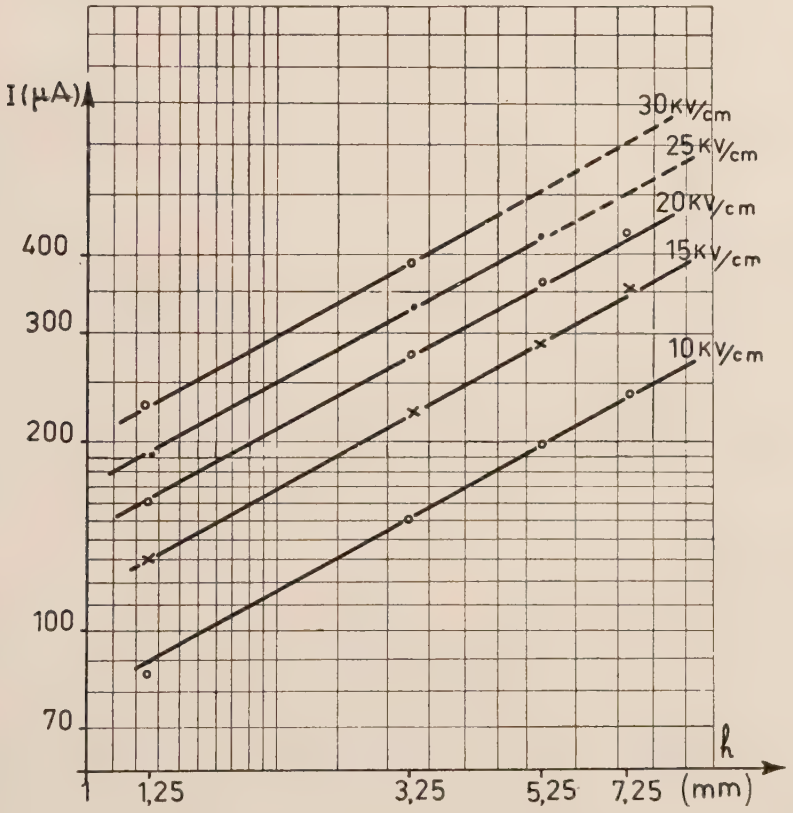


Fig. 34. — Variation de I (argon) en fonction de la distance h (mm), pour des champs accélérateurs constants (de 10 kV/cm à 30 kV/cm). ($p = 3{,}5.10^{-2}$ mm Hg, $V_{ext} = 5$ kilovolts).

Ainsi, pour le système d'extraction que nous avons utilisé, *le courant d'ions est proportionnel à la racine carrée de la distance h*, quand le champ accélérateur garde une valeur constante :

$$I = I_0 \, h^{1/2}.$$

Une modification de h, à champ accélérateur constant, entraîne une variation de la position des éléments cardinaux de la lentille « trou ». L'image du cross-over du faisceau d'ions à travers cette lentille se déplace. Le faisceau d'ions qui traverse E est d'autant plus convergent que h est plus grand.

Nous avons trouvé expérimentalement que I est proportionnel à $(V_{acc})^{3/4}$ et à $(h)^{1/2}$. On a avantage à augmenter V_{acc} plutôt que h. Cependant, pour focaliser le faisceau au-dessous de l'électrode E, il y a intérêt à augmenter h.

C. — Conclusion

Les valeurs des paramètres du système d'extraction que nous avons déterminées expérimentalement assurent à la source d'ions H. F. un fonctionnement stable. Nous avons vu que la charge d'espace limite le courant extrait de la source à travers le canal d'extraction à une valeur maximale proportionnelle à $(\Phi/L)^2$ (v. formule 11). Pour obtenir un faisceau d'ions plus intense, nous aurions pu augmenter la valeur de Φ ; mais, d'après la formule de Knudsen, le débit de gaz qui s'écoule dans ce canal est proportionnel à $(\Phi^3/L$. Il est donc préférable de diminuer la longueur L (que nous avons prise égale à 6 mm) et de placer un diaphragme de diamètre convenable dans le canal d'extraction.

L'étude de la position de ce diaphragme, et les performances qui en résultent pour la source d'ions, font l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE IV

ÉTABLISSEMENT DES CONDITIONS OPTIMALES DE FONCTIONNEMENT DE LA SOURCE

A. — Emploi d'un diaphragme à l'intérieur du canal d'extraction

Les études de la propagation des ions dans le canal d'extraction ($\Phi = 3$ mm, L = 19 mm) d'une source d'ions H. F. remplie d'hydrogène effectuées par Reifenschweiler (Re-1), (Re-2), ont montré qu'il existe une région de resserrement du faisceau dans ce canal. Nous avons vu que la configuration optique du système d'extraction des ions rend possible l'existence de ce « cross-over ».

En plaçant un diaphragme dans le canal, Reifenschweiler (Re-3) a trouvé que le débit ionique est augmenté dans un rapport voisin de 1,5, alors que la consommation de gaz est divisée par deux.

Très peu d'auteurs utilisent un diaphragme (Do-1), (Ho-1), (Ce-1), (Ki-1), (Re-5). Il nous a paru intéressant d'étudier ce problème ; nous nous sommes proposés de déterminer quelle est la meilleure position, dans le canal d'extraction, d'un diaphragme circulaire de 1 mm de diamètre, et de 1 mm d'épaisseur (Bl-2).

Nous avons choisi ce diamètre de 1 mm en nous appuyant sur la théorie de Spangenberg (Sp-1) : d'après cet auteur un faisceau ionique qui traverse un canal cylindrique possède un rayon minimal égal à 0,425 fois le rayon interne du cylindre. Le rayon du canal d'extraction étant de 1,5 mm, le rayon minimal du faisceau est ici de 0,64 mm. Le diaphragme plonge ainsi totalement dans le faisceau ; les électrons secondaires issus du diaphragme doivent neutraliser en partie la charge d'espace due aux ions positifs.

Fig. 35. Chambre en verre pyrex utilisée pour la mesure de la pression à l'intérieur de la source.

1. *Mesure de la pression dans la chambre d'ionisation*

Pour mesurer la pression de l'argon à *l'intérieur* de la chambre d'ionisation, nous avons employé une chambre en verre pyrex de forme et de dimensions identiques. La seule modification consiste en l'introduction d'un tube de pyrex, de 6 mm de diamètre extérieur et 3 mm de diamètre intérieur, qui débouche latéralement dans la partie inférieure de la chambre, à 1,5 cm au-dessus de sa base (fig. 35). L'extrémité externe de ce tube, long de 2,5 cm, est reliée à une jauge de Pirani.

Pour chaque mesure de la pression, nous avons réalisé, avec cette nouvelle chambre d'ionisation, les mêmes conditions d'excitation haute fréquence et de débit d'ions extrait que pour la source étudiée (Bl-3).

2. *Influence de la position du diaphragme sur le débit ionique extrait*

Pour différentes positions du diaphragme à l'intérieur du canal d'extraction, nous avons mesuré les intensités des courants ioniques reçus sur la cible.

a) Description des diaphragmes utilisés.

Pour supporter ces diaphragmes, une nouvelle cathode en aluminium a été construite (fig. 36). Cette électrode se visse également sur le support E_2 de la source. Elle ne diffère de la précédente que par les dimensions de son canal (5,5 mm de longueur, 3,6 mm de diamètre intérieur). On introduit dans ce canal diverses cupules cylindriques, de profondeur x, en aluminium, dont les bases de 1mm d'épaisseur, percées axialement d'un orifice circulaire de 1 mm de diamètre, constituent le diaphragme à étudier. Pour des valeurs de x de 0, 1, 2, 3 et 4 mm (fig. 36, p. 62) la base de la capsule placée dans le canal se trouve à 1, 2, 3, 4 et 5 mm respectivement du plan supérieur de l'électrode d'extraction.

Comme le montre la figure 36, l'électrode ainsi obtenue est équivalente à celle utilisée jusqu'à présent (diamètre $\Phi = 3$ mm) jusqu'au niveau du diaphragme. Au-dessous, par contre, le diamètre est de 3,6 mm et nous verrons plus loin quelle est l'influence de cette variation du diamètre sur l'intensité du courant d'ions extrait (v. p. 68).

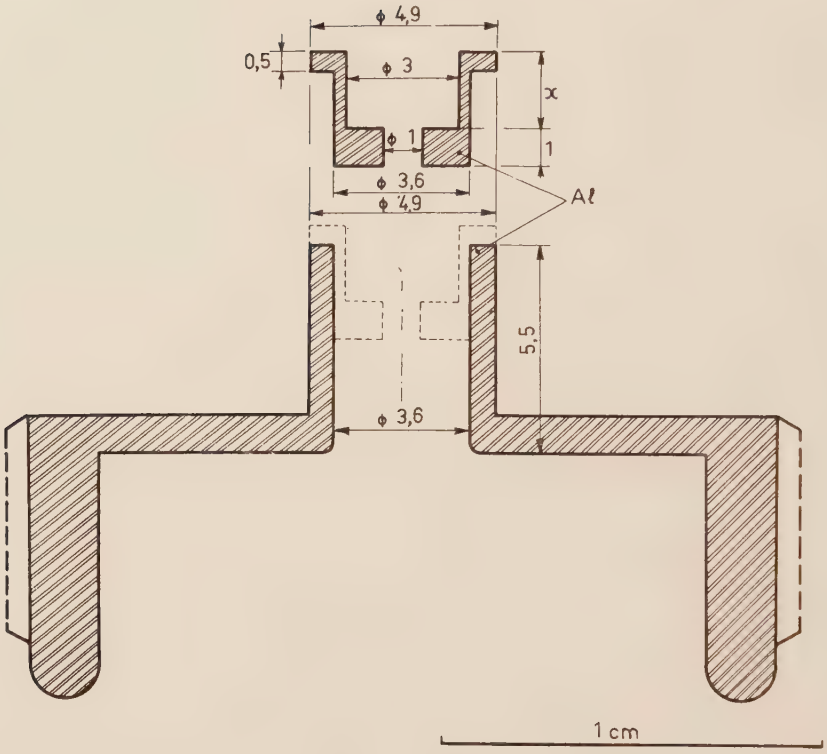


Fig. 36. — Electrode support des cupules porte-diaphragmes.

On trouvera, sur la figure 37, les valeurs numériques des paramètres géométriques de notre système d'extraction.

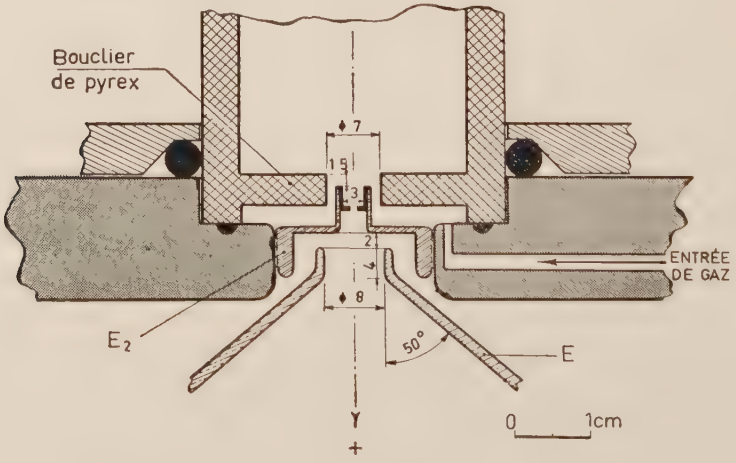


Fig. 37. — Détail du système d'extraction choisi.

b) Courant ionique recueilli sur la cible.

Dans les mesures qui suivent, la pression de l'argon dans la source est de 3.10^{-2} mm de mercure. Dans la chambre d'observation la pression correspondante est de $3{,}8.10^{-5}$ mm de Hg en l'absence de diaphragme, et de 3.10^{-5} mm de Hg quand le canal est diaphragmé. Dans tous les cas : $h = 2$ mm.

La figure 38 (p. 64) représente les courbes de variation de I en fonction de la tension d'accélération V_{acc} pour diverses positions du diaphragme dans le canal de l'électrode d'extraction et pour différentes valeurs de la tension d'extraction V_{ext}, comprises entre 1,9 et 8,5 kilovolts.

La courbe (O) est celle du courant ionique recueilli sur la cible en l'absence de diaphragme et avec un canal de 3 mm de diamètre. Les courbes (1) à (5) correspondent aux 5 positions du diaphragme indiquées sur la figure 38.

L'ordre des courbes sur chaque diagramme diffère d'une valeur de V_{ext} à l'autre. Dans aucun cas le courant ionique ne passe par un maximum (p. 53).

c) Interprétation des résultats.

Le courant ionique est maximal quand le diaphragme occupe la position 3 et quelle que soit la tension d'extraction (courbe 3). Soit I_3 ce courant ; le plan inférieur du diaphragme se trouve alors dans le plan médian du canal. La section de surface minimale du faisceau à travers le canal est donc située au voisinage de ce plan médian.

Ce courant ionique est inférieur à celui obtenu sans diaphragme (I). Le tableau 5 donne les valeurs de I_3/I, pour V_{acc} comprise entre 2 et 15 kilovolts, et pour les différentes valeurs de V_{ext}.

TABLEAU 5

Valeurs du rapport (I_3/I)

V_{ext} (kilovolts)	V_{acc} (kilovolts) 2	4	6	8	10	15
1,9	0,7	0,65	0,57	0,61	0,61	0,6
3,5	0,78	0,68	0,64	0,63	0,59	0,61
4,9	0,85	0,8	0,68	0,6	0,6	0,59
6,5	0,9	0,8	0,62	0,6	0,58	0,56
8,5	0,9	0,76	0,64	0,6	0,57	0,55

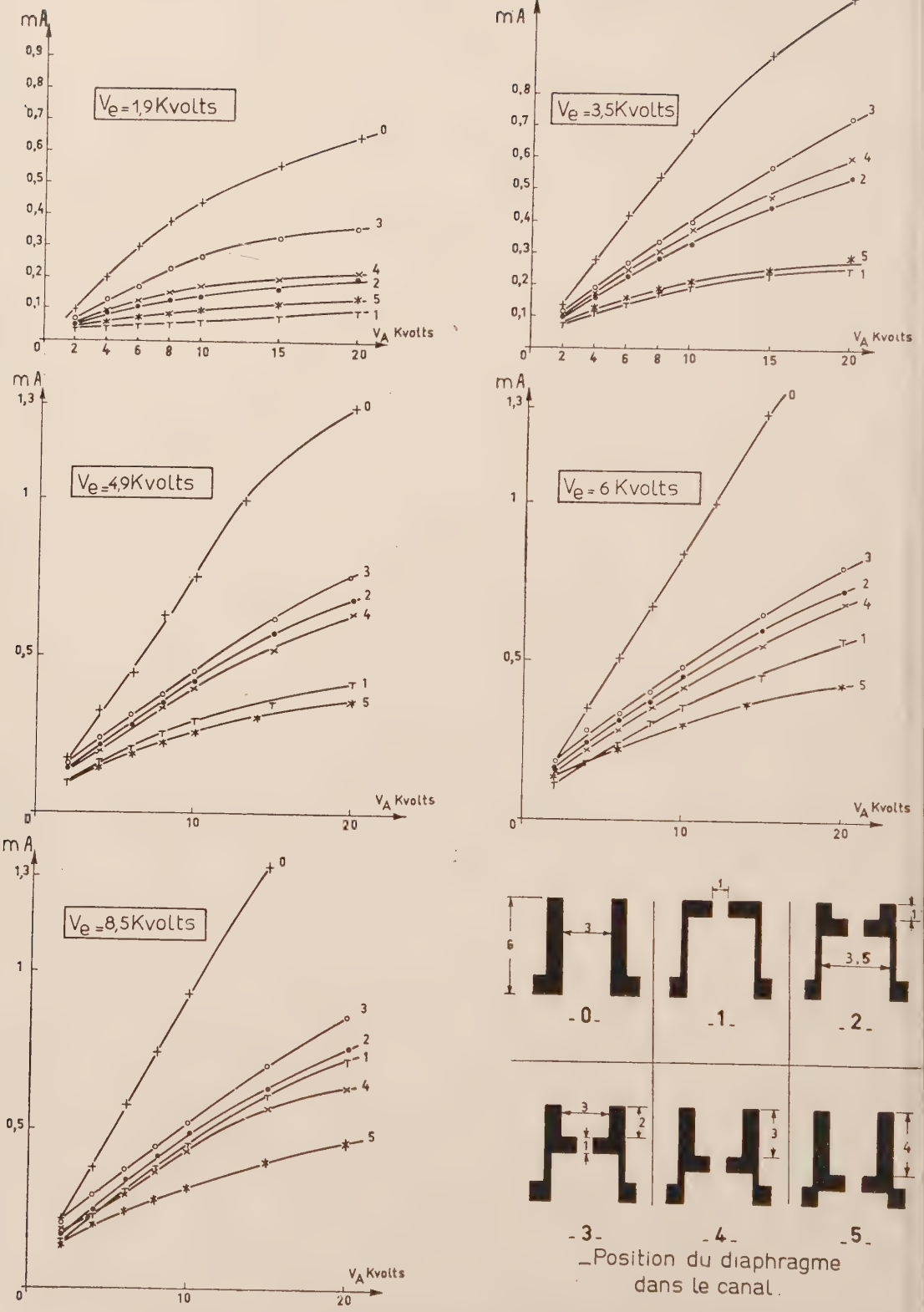


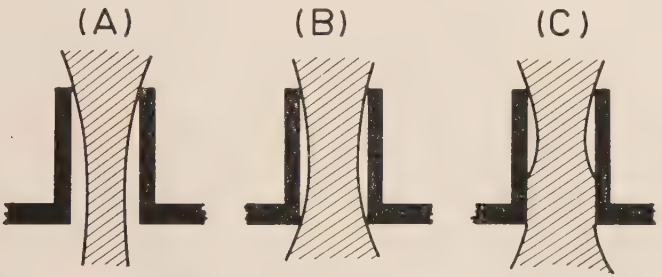
FIG. 38. — Courbes I = f (V_{acc}) pour différentes positions du diaphragme à l'intérieur du canal d'extraction et pour différentes valeurs de V_{ext} ($1{,}9 \leqslant V_{ext} \leqslant 8{,}5$) ($p = 3.10^{-2}$ mm Hg, $h = 2$ mm).

(I_3/I) garde une valeur moyenne de l'ordre de 0,6 pour $V_{acc} > 4$ kilovolts, ce qui correspond à la partie linéaire (en coordonnées logarithmiques) des courbes représentatives de :

$$I = f(V_{acc})$$ (v. p. 55).

d) Forme géométrique du faisceau ionique à l'intérieur du canal.

Nous avons indiqué, sur la figure 39, les diverses formes possibles du faisceau ionique à l'intérieur du canal d'extraction. D'après Eubank et ses collaborateurs (Eu-1), de même que Spangengerg (Sp-1), les meilleures conditions de convergence du faisceau sont obtenues lorsque le point de resserrement se trouve au centre du canal d'extraction (schéma B).



A — Sous-focalisation — V_{ext} trop faible.
B — Meilleures conditions de convergence.
C — Sur-focalisation — V_{ext} trop grand.

Fig. 39. — Formes possibles du faisceau ionique à l'intérieur du canal d'extraction.

Les conditions pour lesquelles la configuration du schéma B est réalisée se déduisent de l'ordre des courbes sur les diagrammes de la figure 38 :

1. Pour $V_{ext} = 1{,}9$ kilovolts et $V_{ext} = 3{,}5$ kilovolts, la courbe (4) est au-dessus de la courbe (2), la courbe (5) au dessus de la courbe (1). Dans l'une des positions (4) ou (5), le diaphragme laisse passer une plus grande partie des ions du faisceau que dans les positions (2) et (1). La section du faisceau est donc plus petite au niveau des deux premières positions (4 et 5) qu'au niveau des deux autres (2 et 1). Le schéma A (fig. 39) représente alors la configuration du faisceau dans le canal ; il y a « sous-focalisation ». V_{ext} est trop faible.

2. Pour $V_{ext} = 4{,}9$ kilovolts, $V_{ext} = 6{,}5$ kilovolts et $V_{ext} = 8{,}5$ kilovolts, les courbes (4) et (5) sont *au-dessous* des courbes (2) et (1). Le même raisonnement que précédemment montre que la forme du faisceau à l'intérieur du canal est représentée par le schéma C. Le faisceau est « sur-focalisé » ; V_{ext} est trop élevée.

3. En conclusion, pour la source utilisée, *les meilleures conditions de « convergence » sont réalisées (à la pression de* 3.10^{-2} *mm Hg), lorsque* V_{ext} *est comprise entre* 3,5 *et* 4,9 *kilovolts.*

e) Débit de gaz dans la source.

Pour les conditions de fonctionnement données ci-dessus, et sans diaphragme, la source consomme 24,6 cm^3/heure d'argon à la pression atmosphérique. Avec le diaphragme, cette consommation est de 5,8 cm^3/heure. De telles économies de gaz avaient déjà été signalées (Ki-1), (Ki-2), dans le cas de sources d'ions du type magnétique. Elles sont précieuses lorsque l'on emploie un gaz coûteux comme le deutérium ou l'hélium-3.

Remarque :

Cette expérience met à nouveau en valeur le rôle joué par la tension d'extraction dans la focalisation du faisceau d'ions à l'intérieur du canal (v. p. 49).

3. *Position optimale du diaphragme dans le canal*

Dans ce qui précède, nous n'avons pas situé *exactement* la position la plus favorable du diaphragme : entre les emplacements (3) et (4) peut exister une autre position (fig. 38). C'est pourquoi nous avons constuit une cupule dans laquelle $x = 2{,}5$ mm. Cette cupule étant en place, les centres du diaphragme et du canal d'extraction sont confondus.

Sur la figure 40 (p. 67) sont tracées en coordonnées logarithmiques les courbes représentant $I = f(V_{acc})$ pour les trois positions du diaphragme définies par $x = 2 - 2{,}5$ et 3 mm. La tension d'extraction, égale à 4,2 kilovolts, correspond aux conditions optimales de *convergence* du faisceau. Pour $x = 2{,}5$ mm, l'intensité du courant ionique reçu par la cible est maximale.

Ce résultat est voisin de celui obtenu par Reifenschweiler (Re-4) ; d'après lui, la position la plus favorable du diaphragme

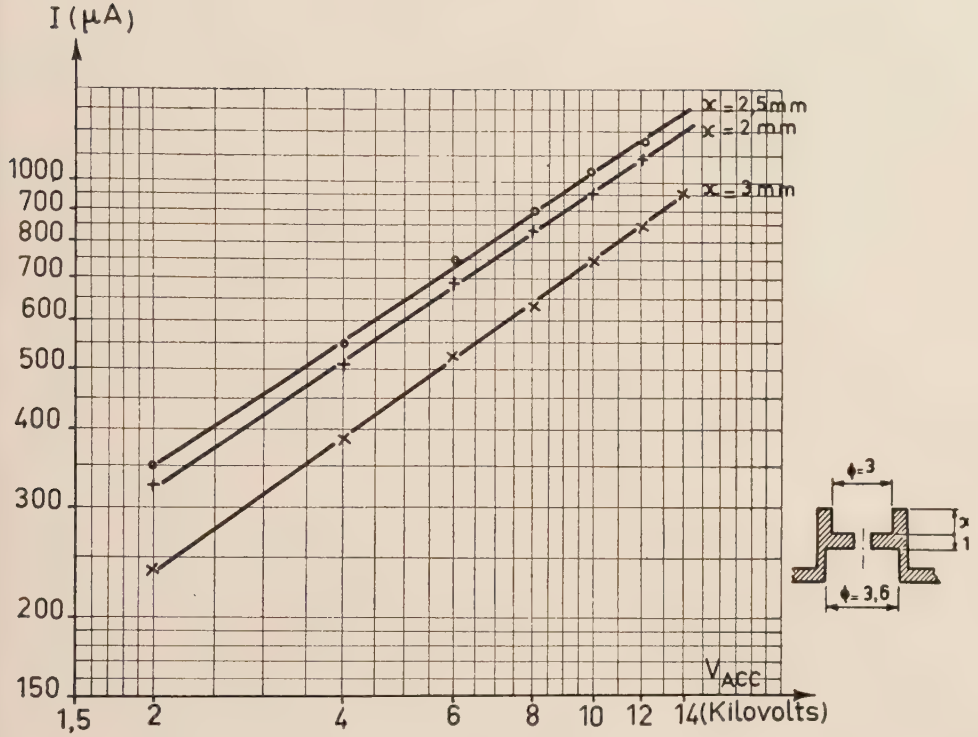


FIG. 40. — Variation de I en fonction de V_{acc} pour les 3 positions du diaphragme correspondant à $x = 2$ — 2,5 et 3 mm. (V_{ext} = 4,2 kilovolts, p = 3.10^{-2} mm Hg, h = 2 mm)

est réalisée quand sa distance au bord supérieur du canal est égale au diamètre de ce canal.

Les parties linéaires de ces courbes ont un coefficient angulaire voisin de 0,7. L'ordre de grandeur est le même que celui mentionné précédemment, dans le cas où il n'y a pas de diaphragme (v. p. 55).

Influence du diamètre du canal d'extraction au-dessous du diaphragme.

Les positions (3) et (4) du diaphragme sont symétriques par rapport au plan médian du canal. Si le faisceau ionique avait une forme identique de part et d'autre du « cross over » (schéma B de la fig. 39) les courants ioniques reçus sur la cible auraient la même intensité pour les deux positions (3) et (4). Il n'en est rien : le

faisceau diverge plus fortement au-dessous du diaphragme, car, dans la figure 40, la courbe $x = 2$ est au-dessus de la courbe $x = 3$.

Nous avons construit un nouveau canal d'extraction dont le diamètre est égal à 3 mm sur toute sa longueur et qui comporte, dans son plan médian, un diaphragme de 1 mm de diamètre.

La figure 41 permet de comparer la courbe 1 de variation de I en fonction de V_{acc} obtenue dans ce cas, à celle correspondant

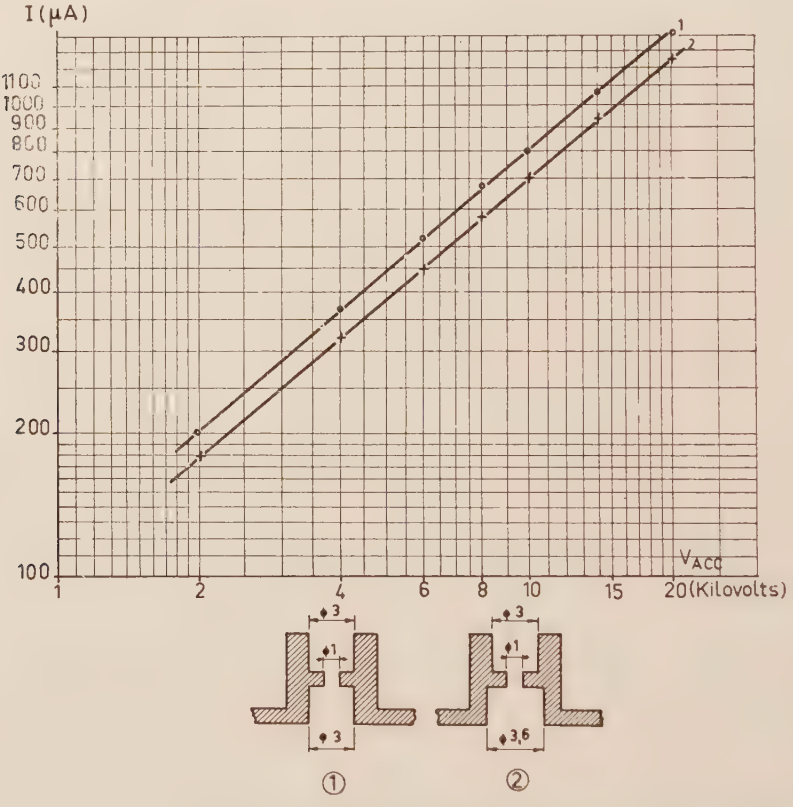


Fig. 41. — Courbes I = f (V_{acc}) pour les formes (1) et (2) du canal derrière le diaphragme.
(V_{ext} = 4,9 kilovolts, p = 3.10^{-2} mm Hg, h = 2 mm).

à la forme 2 du canal d'extraction (courbe 2).

Ici V_{ext} = 3,9 kilovolts, mais pour n'importe quelle valeur de la tension d'extraction la disposition des courbes reste la même. Avec le canal de diamètre constant, le courant est donc plus intense.

4. *Influence de la pression du gaz dans la source*

Le diaphragme étant placé au milieu du canal d'extraction (x = 2,5 mm), nous avons fait varier la pression de l'argon dans la chambre d'ionisation en modifiant le débit d'introduction du gaz.

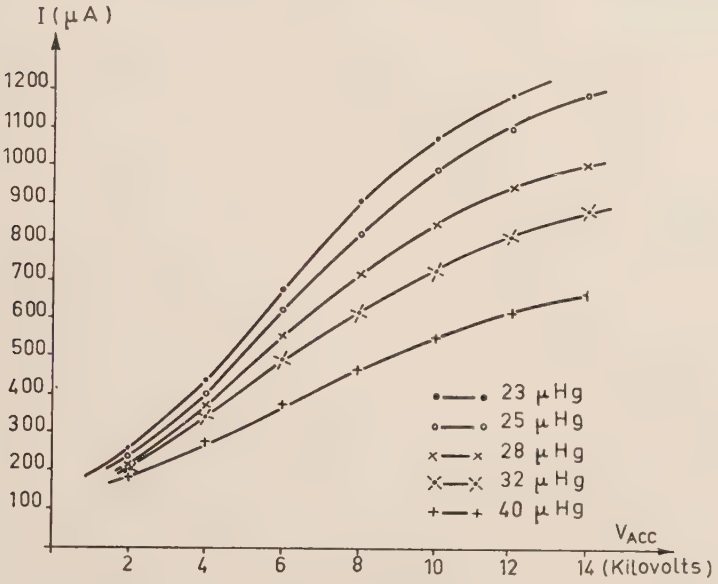


FIG. 42. — Courbes I = f (V_{acc}) pour différentes pressions dans la chambre d'ionisation (V_{ext} = 4,2 kilovolts, x = 2, 5 mm).

On trouvera, sur la figure 42, les courbes I = f (V_{acc}) pour des pressions comprises entre 40 microns de mercure (débit = 15,4 cm³/h) et 23 microns de mercure (débit = 1,8 cm³/heure).

Le courant ionique recueilli sur la cible augmente quand la pression décroît dans la source.

5. *Conclusion*

Avec un diaphragme dans le canal d'extraction, les conditions optimales de fonctionnement sont obtenues :

— si le diaphragme est placé au milieu du canal,

— si la tension d'extraction est comprise entre 3,5 et 4,9 kilovolts.

Comme on vient de le voir, la pression dans la source conditionne l'intensité du courant d'ions extrait. Il reste à déterminer l'influence de cette pression sur le fonctionnement de la source, ce qui a été fait à l'aide d'un groupe dont la vitesse de pompage est de 300 litres/sec.

B. — Existence d'une pression optimale de fonctionnement

1. *Il existe une pression optimale*

Nous avons mesuré l'influence du débit de gaz sur le courant ionique reçu sur la cible (B1-4). Dans tout ce qui suit les débits sont donnés dans les conditions normales de température et de pression (v., p. 25).

a) Diaphragmes utilisés.

Des diaphragmes de différents diamètres (0,4 — 0,6 — 1 — 1,2 — 1,6 mm) ont été placés dans le plan médian du canal d'extraction (conditions optimales). Ils sont supportés par une cupule dont on trouvera les caractéristiques sur la figure 43. Pour des valeurs de φ supérieures (2 — 2,2 — 2,6 mm) nous avons construit trois cupules de $x = 2{,}5$ cm et de formes identiques à celle décrite précédemment (fig. 36).

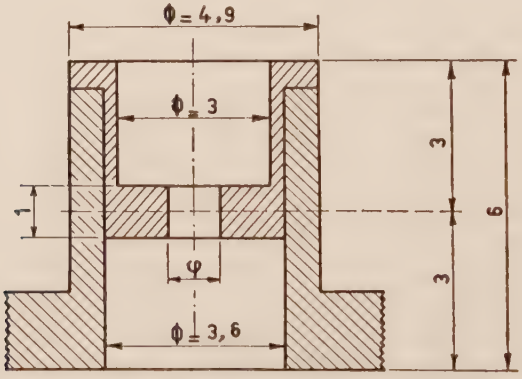


Fig. 43. — Cupule support des diaphragmes de $\varphi < 2$ mm. (Le diaphragme est dans sa position de fonctionnement).

b) Variation du courant ionique en fonction du débit de gaz.

Les figures 44 et 45 (p. 72 et 73) donnent les variations de l'intensité du courant ionique recueilli sur la cible en fonction du débit (centimètres cubes par heure) pour des tensions d'accélération de 5 et de 15 kilovolts.

Toutes ces courbes présentent un maximum. L'existence de ce maximum avait été signalée, dans le cas de l'hydrogène, par Hall (Ha-2) et par Goodwin (Go-1). On trouvera dans le tableau 6 la correspondance entre le numéro des courbes de la figure et le diamètre φ du diaphragme utilisé. Pour des diaphragmes de diamètre compris entre 3 mm et 1 mm, l'intensité maximale varie peu (1.700 à 1.280 μA pour V_{acc} = 15 kilovolts, 730 à 590 μA pour V_{acc} = 5 kilovolts) alors que le débit d'argon est diminué dans le rapport 8,3 (de 25 à 3 cm³/heure).

TABLEAU 6

φ (mm) (a)		0,4	0,8	1	1,2	1,6	2	2,2	2,6	3
N° correspondant sur les courbes (b)		9	8	7	6	5	4	3	2	1
Intensité maximale i_{max} (μA) pour V_{ext} = 4 kilovolts	V_{acc} = 5 kV	270	450	590	600	615	625	660	710	730
	V_{acc} = 10 kV	475	700	840	850	875	915	950	1060	1075
	V_{acc} = 15 kV	750	1050	1280	1300	1380	1415	1475	1620	1700
Rapport $\left(\frac{i_{max}}{I_{max}}\right)$ (c)	V_{acc} = 5 kV	0,37	0,62	0,81	0,82	0,84	0,85	0,9	0,97	1
	V_{acc} = 10 kV	0,44	0,62	0,75	0,77	0,81	0,84	0,87	0,92	1
	V_{acc} = 15 kV	0,4	0,62	0,7	0,76	0,8	0,83	0,87	0,95	1
Débits (cm³/heure) correspondant à l'intensité maximale		0,4	1,9	3	5	9	13,5	15	18,5	25
$(\varphi/\Phi)^2$ (d)		0,018	0,07	0,11	0,16	0,28	0,45	0,54	0,75	1
Pression dans la source (microns de mercure)		21,5	21,5	21,5	21,5	21,5	21,5	21,5	21,5	21,5
Pression dans la chambre d'observation (millimicrons de mercure)		1,8	2,8	3,6	4,5	10	13	15	18	25

(a) φ (mm) est le diamètre du diaphragme.
(b) Figures 44, 45 et 46.
(c) I_{max} est le courant maximum recueilli sans diaphragme (Φ = 3 mm).
i_{max} est le courant maximum recueilli avec diaphragme.
(d) Φ = 3mm.

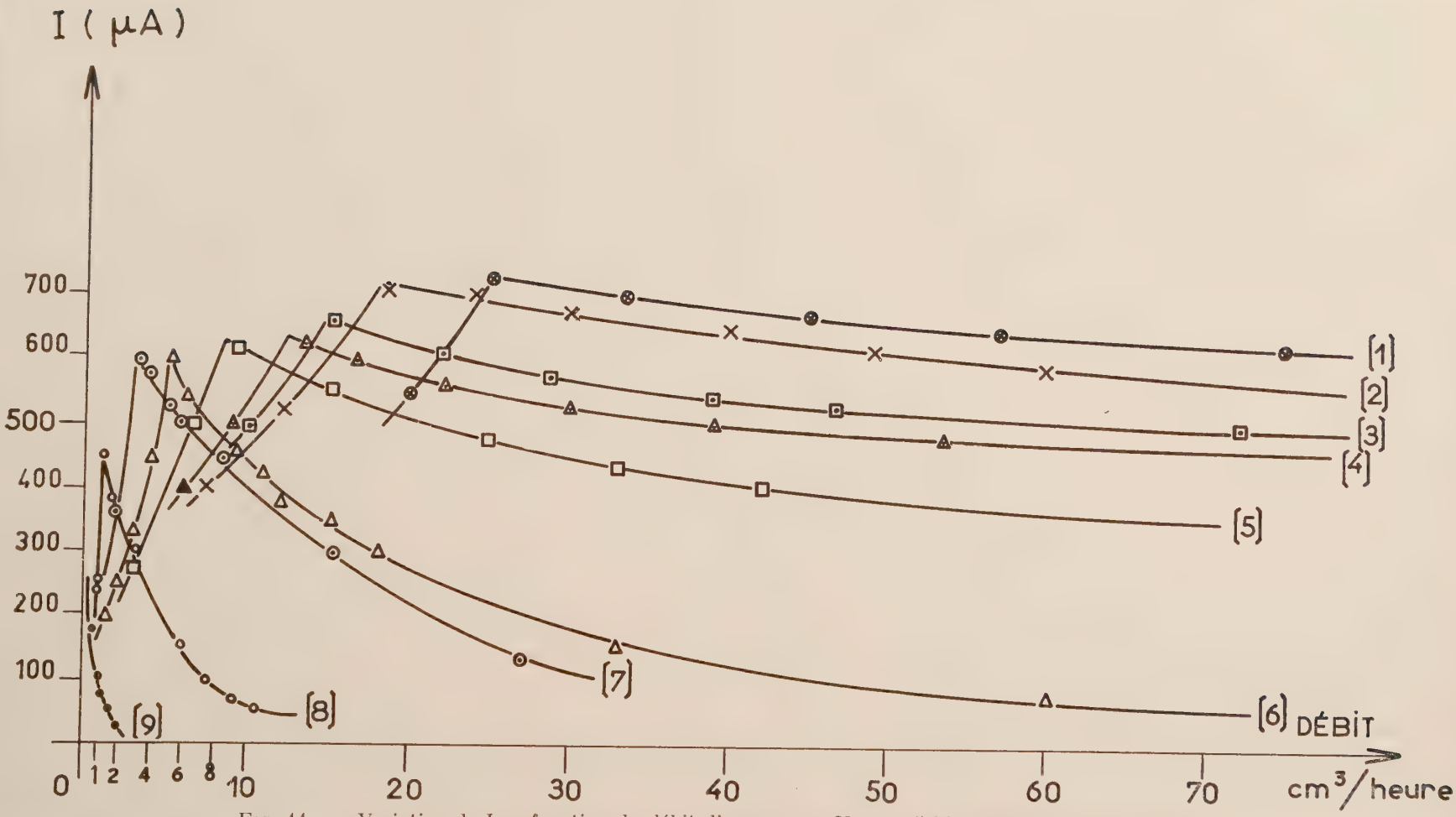


FIG. 44. — Variation de I en fonction du débit d'argon pour V_{acc} = 5 kilovolts (V_{ext} = 4 kilovolts).

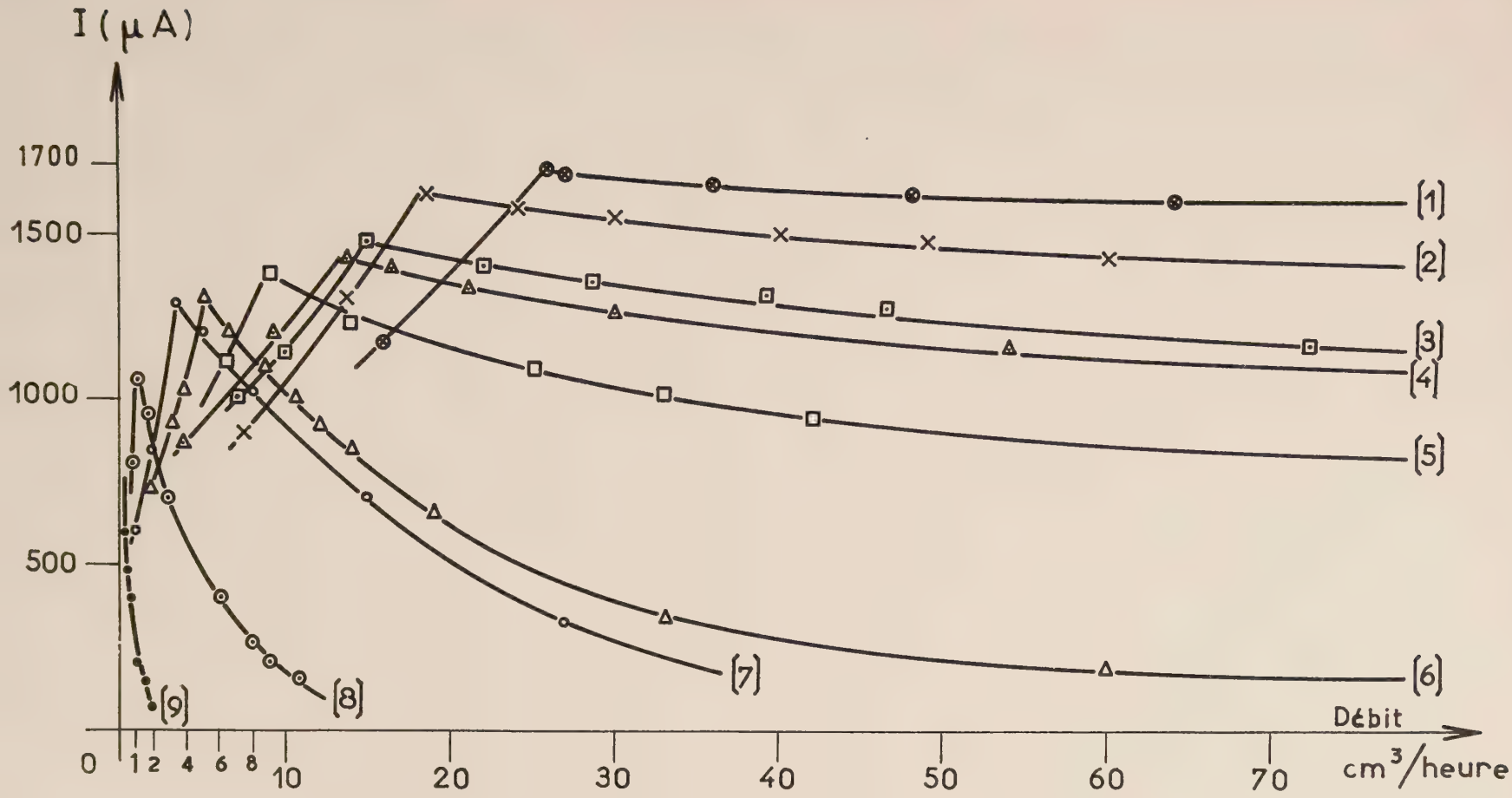


FIG. 45. - Variation de I en fonction du débit d'argon pour V_{acc} = 15 kilovolts (V_{ext} = 4 kilovolts).

2. *Cette pression optimale est de* 21,5 μ *de mercure*

Quelques auteurs, opérant sans diaphragme, ont montré, comme nous, que la courbe I = f (p) passe par un maximum ; avec de l'hydrogène, Cilensek et ses collaborateurs (Ci-2) ont obtenu une pression optimale de 30 microns de mercure et Nazarov (Na-1) de 5 microns de mercure ; Hölz et Löb (Ho-1) ont trouvé, pour l'hélium 120 μHg, pour le néon 280 μHg et pour l'argon 10 μHg.

Sur la figure 46, nous avons tracé, en coordonnées semi

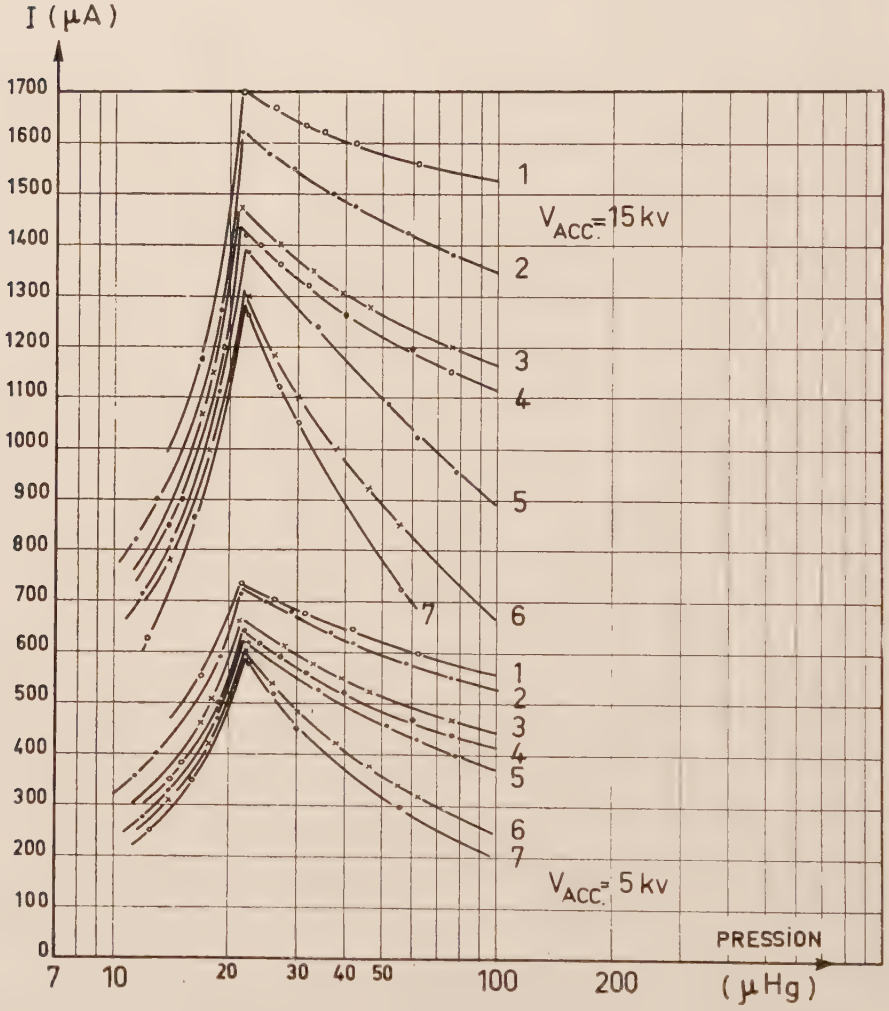


Fig. 46. — Courbes I = f (p) pour des valeurs de φ comprises entre 1 mm (courbe 7) et 3 mm (courbe 1).

logarithmiques, les courbes de variation de l'intensité du courant d'ions reçu sur la cible en fonction de la pression pour 7 des 9 valeurs de φ données plus haut et pour $V_{acc} = 5$ ou 15 kilovolts. *Quelles que soient les dimensions du diaphragme il existe une pression optimale constante égale à* 21,5 μHg, pour des conditions d'excitation et d'extraction données.

Le tableau 6 résume l'ensemble des résultats de nos mesures.

Soit $R = (\varphi/\Phi)^2$ le rapport des carrés des diamètres. Nous avons porté dans le tableau 7, pour les différentes valeurs de φ, les valeurs du rapport du débit d'argon (en cm^3/heure) à R pour la pression optimale.

TABLEAU 7

φ (mm)	3	2,6	2,2	1,6	1,2	1	0,8	0,4
Débit (cm^3/heure)/R	25	27,5	30	32	31	28,5	27	22

Ce rapport est sensiblement constant et sa valeur moyenne est égale à 27,5 cm^3/heure.

Le débit, pour Φ donné, *est pratiquement proportionnel au carré du diamètre du diaphragme*, alors que, d'après la loi de Knudsen, il devrait être proportionnel au cube de ce diamètre. Il est normal que cette loi ne s'applique pas puisqu'il ne s'agit pas d'un écoulement moléculaire normal.

Il est curieux de noter sur le tableau 6, l'analogie entre les valeurs des débits exprimés (cm^3/heure) et celles de la pression dans la chambre d'observation (millimicrons de mercure) pour des diaphragmes de diamètres supérieurs à 1 mm. Cette relation (due aux caractéristiques de l'appareillage) permet de déterminer empiriquement le débit de gaz, connaissant la valeur de la pression dans la chambre d'observation (pour la valeur optimale de la pression dans la source).

3. *La pression optimale est indépendante des divers paramètres de fonctionnement de la source* (B1-5)

Dans toutes ces mesures la tension d'accélération est de 5 kilovolts (h = 2 mm).

a) *Influence de la tension d'extraction* (fig. 47).

La puissance de sortie de l'oscillateur (195 MHz) est de l'ordre de 20 watts (courant plaque 105 mA) (v. chap. II). Les courbes représentant, en coordonnées logarithmiques, l'intensité du courant recueilli sur la cible en fonction de la pression présentent toutes un point anguleux pour des valeurs de V_{ext} comprises entre 3 et 6 kilovolts.

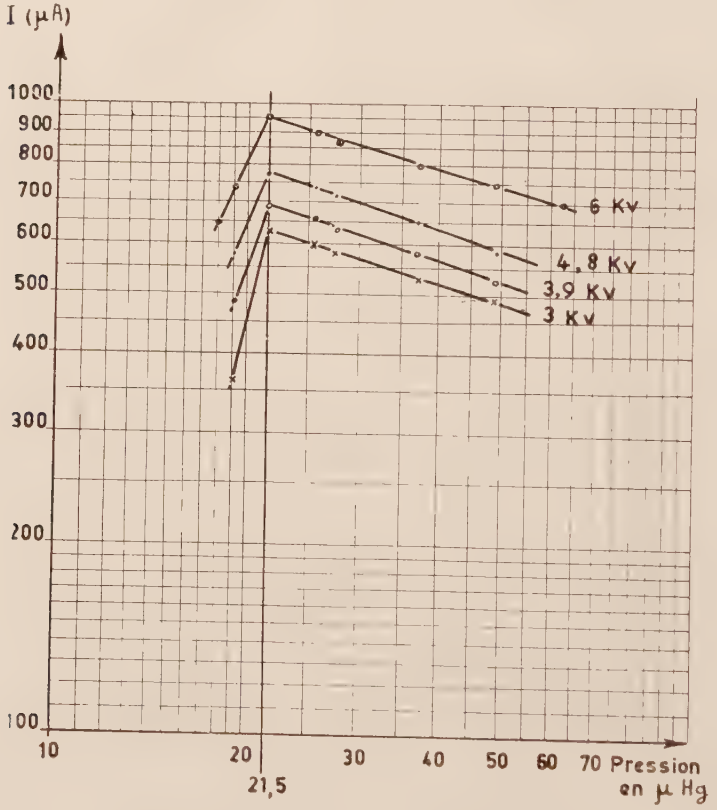


FIG. 47. — Courbes I = f (p) pour différentes valeurs de V_{ext} (3 — 3,9 — 4,8 et 6 kilovolts).

Ces maximums correspondent à *la même pression optimale* (21,5 μ de mercure), *quelle que soit la tension d'extraction appliquée.*

b) Influence de la puissance de sortie W du générateur H. F. (fig. 48).

La figure 48 présente, en coordonnées logarithmiques, les courbes I = f (p), pour différentes valeurs de la puissance du générateur H. F. de 195 MHz. Reprenant la méthode utilisée par Eubank et ses collaborateurs (Eu-1) pour modifier W, nous avons fait varier le courant plaque du générateur (V_{ext} = 4,8 kilovolts). Pendant la durée de l'expérience, nous avons vérifié à l'aide d'un luxmètre que le flux lumineux émis dans une direction donnée est bien une fonction croissante de l'intensité du courant plaque (v. p. 32).

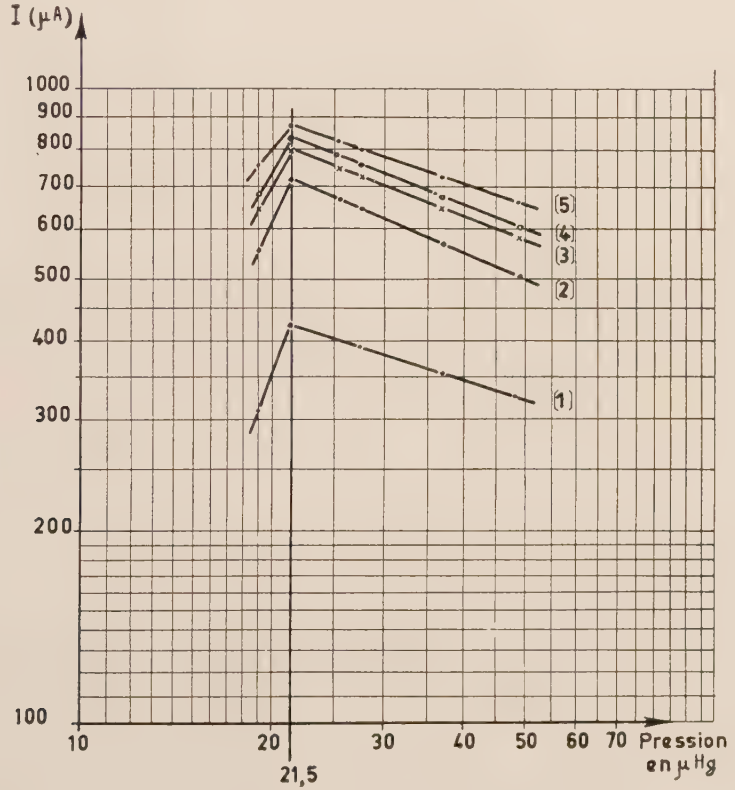


Fig. 48. — Courbes I = f (p) pour différentes valeurs de la puissance du générateur H. F. (V_{ext} = 4,8 kilovolts).

Les courbes 1, 2, 3, 4 et 5 de la figure 48 correspondent à des intensités du courant plaque de 76, 90, 100, 110 et 120 mA respec-

tivement. Elles présentent toutes, *quelle que soit W, un* maximum *correspondant à cette même valeur de la pression optimale* 21,5 μ *de mercure.*

c) *Influence de la fréquence N* (fig. 49).

Pour cette expérience particulière, nous avons fait appel à un second émetteur dont la puissance de sortie est de l'ordre de 15 à 20 watts et qui couvre la bande de 100 à 156 MHz. L'oscillateur est accordé sur la fréquence d'un cristal de quartz.

Nous avons tracé (fig. 49), en coordonnées logarithmiques, les courbes I = f (p) pour des fréquences de 101,9 — 108,7 — 119,7 — 126,1 — 150,1 MHz (V_{ext} = 4,8 kilovolts).

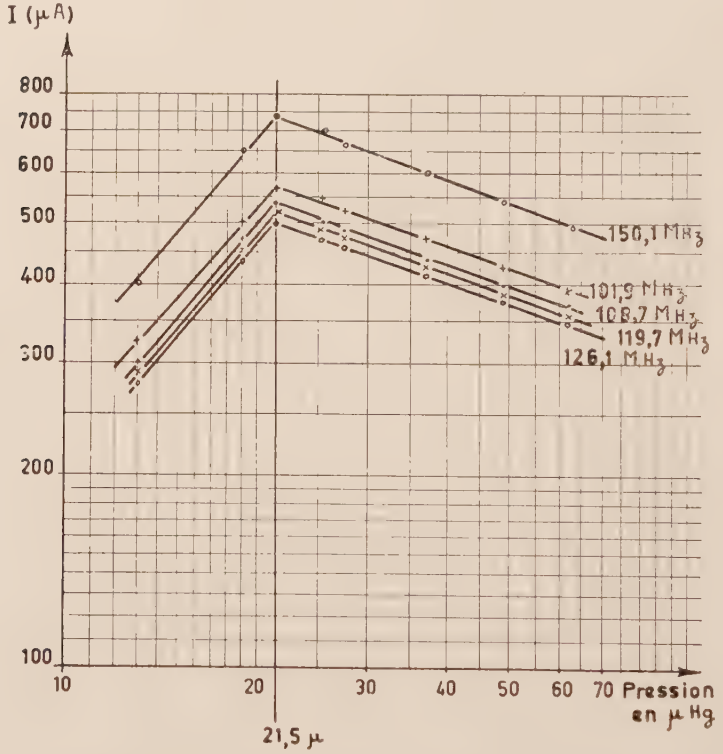


Fig. 49. — Courbes I = f (p) pour différentes valeurs de la fréquence du générateur H. F. — (101,9 — 108,7 — 119,7 — 126,1 — 150,1 MHz) (V_{ext} = 4,8 kilovolts).

La pression optimale reste de 21,5 μ de mercure.

Cette pression optimale est donc indépendante de la fréquence, tout au moins jusqu'à 195 MHz.

L'ordre des courbes de la figure 49 ne suit pas celui des fréquences. Or, dans l'excitation H. F. annulaire, la décharge gazeuse absorbe d'autant plus de puissance que la fréquence est plus élevée (Ni-1), (Ni-2) : la courbe correspondant à 150 MHz (comme d'ailleurs celle de 195 MHz, voir la figure 48) est au-dessus des autres courbes. La difficulté de réaliser un bon couplage entre la bobine B et le nouveau générateur peut expliquer le décalage des courbes correspondant aux plus faibles fréquences.

Avec un générateur de faible puissance, il y a donc intérêt à adopter une fréquence d'émission la plus élevée possible.

d) Vérification de la théorie de Bohm.

Remarquons d'abord que Kowalewski (Ko-3), pensait qu'il devait exister une pression optimale voisine de 10^{-2} mm Hg dans le cas de l'hydrogène ; mais il n'est pas parvenu à déterminer exactement sa valeur.

Nos résultats confirment cette hypothèse pour l'argon et précisent que la pression optimale est bien indépendante des paramètres de fonctionnement. Pour une pression dans la source supérieure à 21,5 μ de mercure, nos expériences indiquent que le courant ionique I recueilli sur la cible est de la forme :

$$\text{Log } I = C \text{ Log } p + \text{Log } K.$$

C et K étant des constantes pour V_{ext}, W et N données. La figure 48 montre que C est pratiquement indépendante de W ; sa valeur moyenne est de l'ordre de — 0,4 (pour $V_{acc} = 5$ kilovolts, et $V_{ext} = 4{,}8$ kilovolts) ; p étant en micron de mercure, I en microampères, on obtient :

$$I = K\, p^{-0,4}$$

Or, d'après la théorie de Bohm (p. 37), le courant ionique extrait d'un plasma par une sonde négative est, d'après la formule (1) :

$$I = K_1\, T_e^{+0,5}$$

La température électronique est inversement proportionnelle à la pression ; on doit avoir :

$$I = K_2\, p^{-0,5}$$

Skurnik, se plaçant uniquement dans les conditions optimales d'extraction, avait obtenu C = — 0,618 (Sk-1).

4. *Conclusion*

Aucune théorie ne permet de prévoir l'existence de la pression optimale (le courant d'ions extrait doit être proportionnel à $(p)^{-\frac{1}{2}}$. La discontinuité mise en évidence ci-dessus paraît inexplicable.

Cependant, quand la pression dans la source atteint la valeur de 21,5 μHg, nous constatons un changement simultané du régime de l'oscillateur. Le courant plaque chute, par exemple, de 105 mA à 70 mA et le courant grille de 10,5 à 4 mA.

Nos mesures portant sur le cas particulier de la source H. F. sont en accord avec celles de Strauss qui étudie les décharges par induction dans des récipients sphériques (St-1). Cet auteur a montré expérimentalement que, pour une certaine pression, il existe un *changement de régime* de cette décharge. Dans le cas de l'hydrogène, par exemple, il trouvait une valeur critique de la pression égale à 30 μHg. Selon lui, cette pression ne dépend que du rayon du récipient contenant le gaz ; elle ne dépend pas de la fréquence, dans le cas des gaz rares tout au moins.

C. — Configuration du faisceau ionique au niveau du canal d'extraction

Nous venons de déterminer l'importance du rôle d'un diaphragme placé à l'intérieur du canal de l'électrode d'extraction. Il reste à obtenir des renseignements sur le comportement du faisceau *au niveau* du canal d'extraction.

1. *Dispositif expérimental*

a) *Description.*

Le canal d'extraction (Φ = 3 mm, L = 6 mm) est constitué de trois sections successives I, II, III (fig. 50, p. 81) en aluminium, isolées électriquement. La partie II porte le diaphragme (1 mm d'épaisseur, 1 mm de diamètre).

Une cheminée maintient l'ensemble des trois pièces cylindriques I, II, III et assure les connections électriques. Elle permet le remplacement facile de ces trois sections. Si V_{ext} est trop élevée (supérieure à 6 kilovolts), le faisceau d'ions corrode le diaphragme au bout de quelques heures. Les premières expériences ont montré

que la température du diaphragme peut atteindre alors la température de fusion de l'aluminium (v. p. 91). L'énergie reçue par la partie II s'élève à quelques watts, valeur considérable pour une pièce d'aussi petites dimensions.

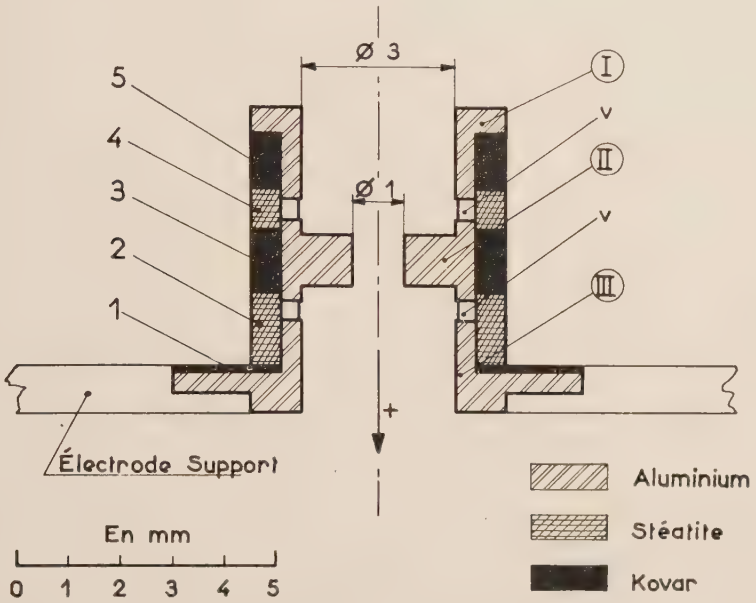


Fig. 50. — Schéma du canal d'extraction (avec ses trois sections I, II et III isolées électriquement) et de la cheminée support.

La cheminée comprend, de bas en haut (fig. 50), un disque support de kovar (1), un cylindre de stéatite (2), un cylindre de kovar (3), un cylindre de stéatite (4), un cylindre de kovar (5). Les trois parties I, II, et III qui sont glissées à l'intérieur de la cheminée se trouvent ainsi centrées. Les cylindres de kovar (3) et (5) sont reliés à l'extérieur de l'appareil par un fil ; ils assurent le contact électrique avec les sections II et I du canal d'extraction. Le contact électrique avec III est assuré par la plaque support 1.

Les sections I, II et III sont séparées, à l'intérieur de la cheminée, par des anneaux de verre. Ces anneaux ont été découpés dans un tube calibré (diamètres intérieur 3,25 mm et extérieur 3,75 mm) puis amenés à l'épaisseur voulue (0,15 mm) par rodage.

La figure 51, p. 82, présente la cheminée et les différentes pièces qui s'y adaptent. Pour éviter la soudure des sections en aluminium

Fig. 51. — Vue de la cheminée support et des pièces (I, v, II, v, III) qui s'y adaptent.

FIG. 52. — Vue du cylindre de talc et des différentes pièces de la cheminée (1 à 5) avant l'assemblage.

avec les rondelles de kovar au cours du fonctionnement de la source H. F., on enduit d'aquadag la surface extérieure des sections I, II et III avant de les placer dans leur position définie sur la figure 50.

b) Construction de la cheminée.

La construction de la cheminée a nécessité la mise au point d'une technique spéciale.

Nous avons d'abord fabriqué les anneaux en stéatite (cuisson vers 1 000° C) d'épaisseur 1,25 mm, de diamètres extérieur 4,9 mm et intérieur 3,72 mm. Les éléments 1 à 5 (fig. 52, p, 83) sont empilés ensuite sur un cylindre en talc de 3,70 mm de diamètre de telle manière qu'ils ne se touchent pas. On enduit ensuite leurs deux faces terminales et leur surface extérieure de poudre de verre ; puis on les rapproche. L'empilement ainsi réalisé sur son calibre en talc est porté à 900° C dans un four, pendant qu'un ressort de tungstène exerce une légère pression sur l'ensemble (fig. 53, p. 85). Le verre fond et relie les éléments entre eux. Grâce à une feuille de mica enroulée préalablement sur le calibre, ce dernier peut être retiré facilement à froid. On amène ensuite le diamètre interne de la cheminée à 3,76 mm, par rodage.

La température du diaphragme est mesurée par un couple thermo-électrique (fer-constantan) soudé sur le cylindre de kovar 3 (v. p. 91).

Remarque.

Ce dispositif a été conçu pour permettre l'étude de différentes formes géométriques et de divers métaux constitutifs. Il doit permettre, en particulier, l'étude d'émissions secondaires à partir du canal d'extraction.

Une cathode spéciale reçoit l'ensemble des pièces assemblées comme l'indique la figure 50. Cette cathode comporte quatre sorties isolées permettant le passage des 2 fils du couple thermo-électrique et des 2 fils de connection des parties 3 et 5.

L'ensemble (fig. 54, p. 86) forme, pour le faisceau d'ions, un canal d'extraction de 3 mm de diamètre qui supporte, dans sa partie médiane ($x = 2{,}5$ mm) le diaphragme de 1 mm de diamètre.

Fig. 53. — Vue du montage des pièces 1 à 5 sur le calibre en talc, avant le chauffage au four (à 900°C).

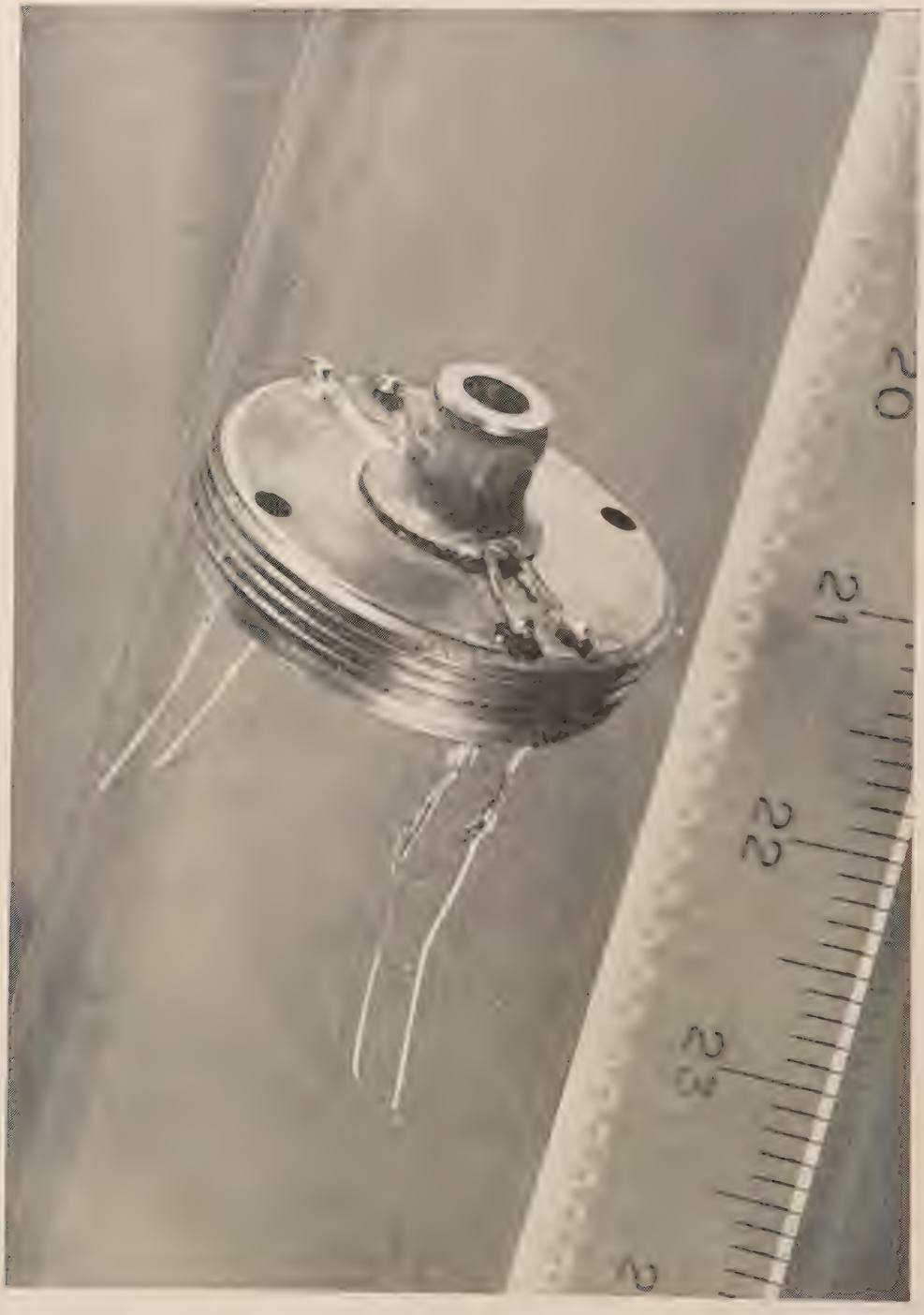


FIG. 54. — Vue de la cathode E_2 support de la cheminée et du nouveau canal d'extraction. On distingue les 2 fils du thermocouple et les 2 fils assurant le contact électrique avec les sections I et II.

2. *Résultats obtenus*

Nous avons mesuré la variation des courants ioniques I_1, I_2 et I_3 recueillis sur les sections I, II et III respectivement, en fonction de la tension d'extraction V_{ext}, de la pression p dans la source, et de la tension d'accélération des ions V_{acc} (Bl-8).

Nous en déduisons le courant I_{cat} reçu par la cathode E_2 ($I_{cat} = I_1 + I_2 + I_3$). Nous avons mesuré, dans le même temps, le courant I recueilli sur la cible.

a) *Influence de la tension d'extraction* (fig. 55).

Les courbes ont été construites dans les conditions suivantes : pression dans la source : 24 μ de mercure, débit d'argon : 5,5 cm^3/heure, $V_{acc} = 5\,000$ volts.

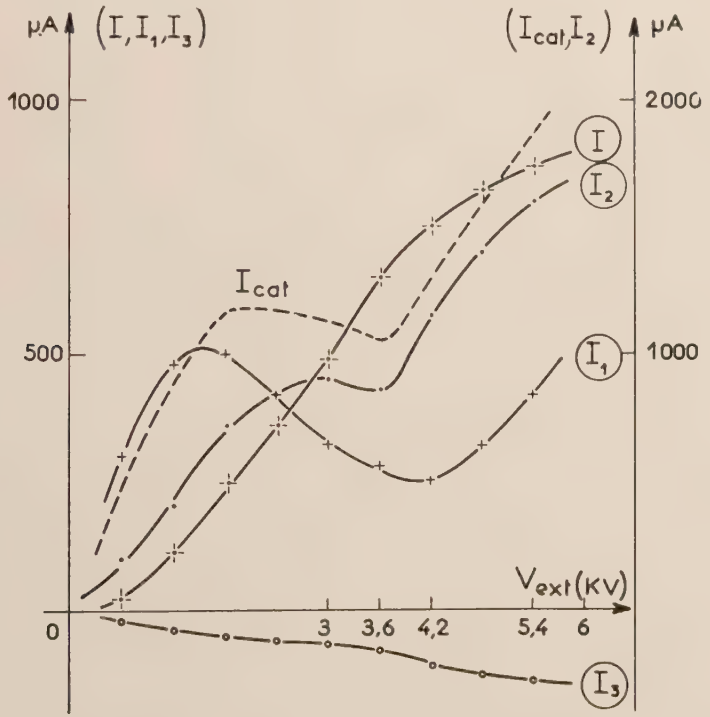


FIG. 55. — Courbes de variation des différents courants en fonction de V_{ext} ($V_{acc} = 5$ kilovolts, $p = 2{,}4.10^{-2}$ mm Hg)

La section III reçoit, à mesure que V_{ext} croît, des électrons provenant d'émissions secondaires sur l'électrode d'accélération ; c'est pourquoi I_3 est négatif.

Les minimums de I_1 et de I_2, lorsque V_{ext} est compris entre 3 500 et 4 200 volts prouvent que, pour cette valeur de V_{ext}, le faisceau ionique est bien focalisé à l'intérieur du canal d'extraction (schéma B de la fig. 39). On retrouve donc ici les conditions optimales de « congervence » du faisceau ionique données précédemment (v. p. 66).

Nous avons tracé sur la figure 56 les variations du courant I (sur la cible) en fonction de V_{ext}, en coordonnées logarithmiques. Pour $2 < V_{ext} < 4$ kilovolts, la variation de I est de la forme :

$$\text{Log } I = \gamma \text{ Log } V_{ext} + \text{Cte, avec } \gamma = 1{,}4$$

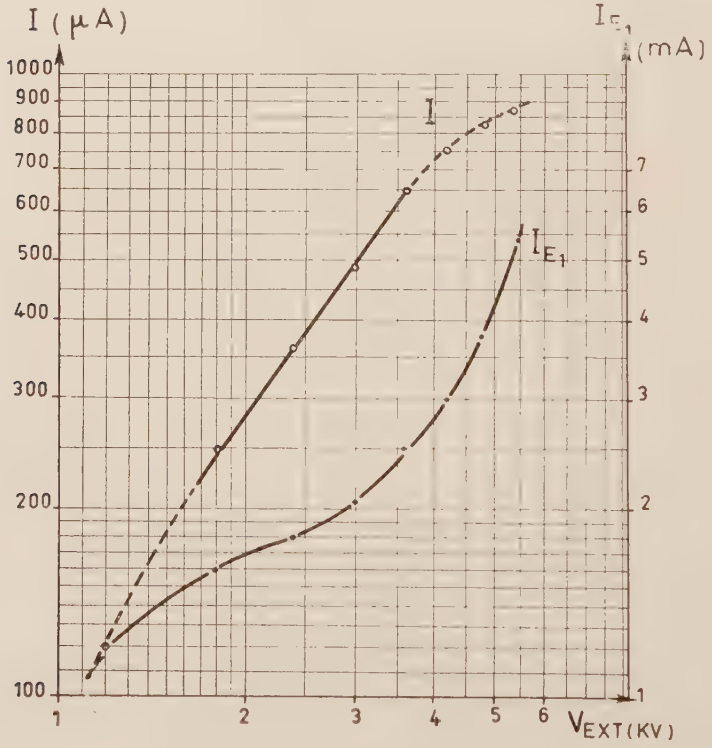


Fig. 56. — Courbes $I = f(V_{ext})$ et $I_{E1} = f(V_{ext})$.

La variation du courant recueilli sur la cible, quand on utilise un diaphragme de 1 mm de diamètre, peut donc s'écrire :

$$\frac{I}{10} = V_{ext}^{1.4}$$

cette relation est en bon accord avec la théorie. En effet, l'intensité du courant extrait limité par la charge d'espace, d'après la formule (4), est proportionnelle à la puissance 3/2 de V_{ext}.

Sans diaphragme, nous avions trouvé une proportionnalité à la puissance 0,7 de V_{ext} (v. p. 50).

La figure 56 donne aussi la variation du courant débité par l'anode E_1 en fonction de V_{ext}. Cette courbe présente un affaissement pour des tensions voisines de 3 kilovolts. Il correspond aux minimums des courbes I_1 et I_2, pour lesquels les conditions de focalisation du faisceau dans le canal sont les meilleures (v. fig. 55).

Contrairement à ce qui se produit sans diaphragme, le courant I tend vers une valeur maximale, quand V_{ext} croît. Sur la figure 55, cette valeur optimale n'est pas encore atteinte pour $V_{ext} = 5{,}4$ kilovolts.

b) *Influence de la pression* (fig. 57).

Les courbes de la figure 57 correspondent à $V_{ext} = 4\,200$ volts,

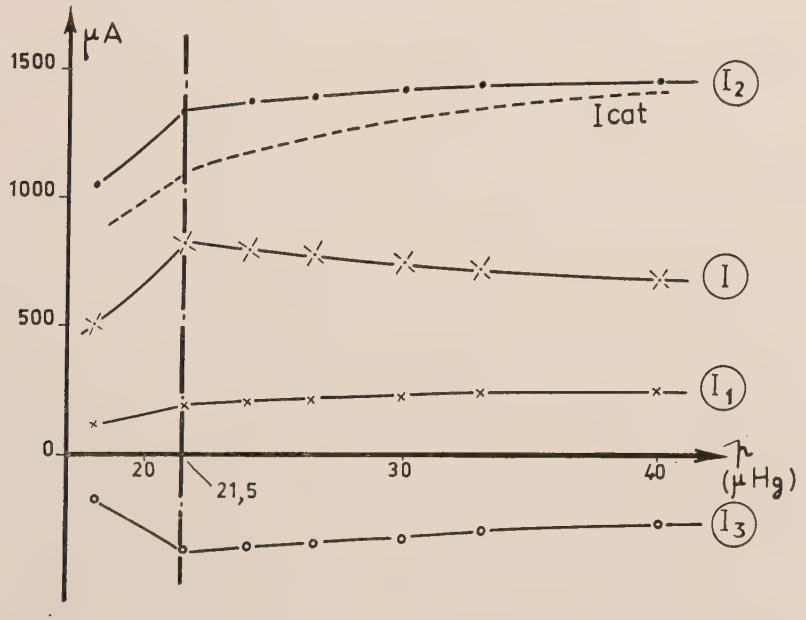


Fig. 57. — Courbes de variation des différents courants en fonction de la pression ($V_{ext} = 4{,}2$ kilovolts, $V_{acc} = 5$ kilovolts).

V_{acc} = 5 000 volts ; le maximum de I est bien atteint pour la pression optimale de 21,5 μ de mercure. La variation de la pression, pour p > 21,5 μ de mercure, n'a que peu d'influence sur les courants recueillis par les différentes sections du canal.

c) Influence de la tension d'accélération (fig. 58).

Pour une pression de 25 μHg dans la source, un débit d'argon de 6 cm³/heure et V_{ext} = 3 000 volts, nous avons tracé les courbes I = f (V_{acc}) sur la figure 58.

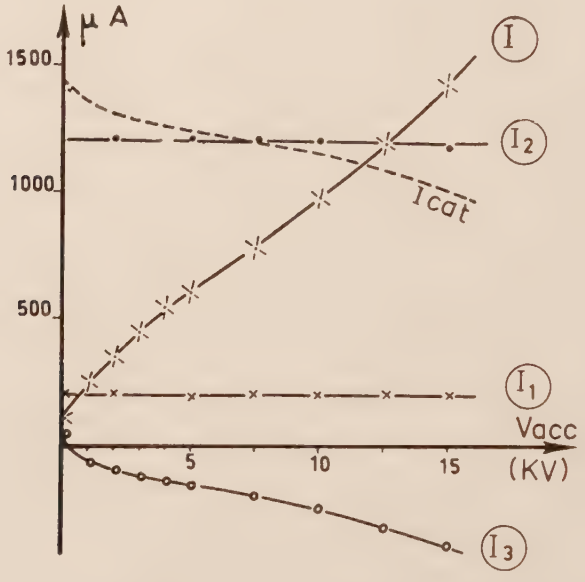


Fig. 58. — Courbes de variation des différents courants en fonction de la tension d'accélération (V_{ext} = 3 kilovolts, p = 2,5. 10^{-2} mm Hg).

I_1 et I_2 restent constants quelle que soit V_{acc}. Cette tension ne joue aucun rôle dans les phénomènes se produisant au-dessus du diaphragme. Le diaphragme empêche le réseau des équipotentielles de l'espace d'accélération de pénéter dans la chambre d'ionisation.

Par contre, I augmente, sans atteindre de saturation. Cette augmentation de I est donc due à l'effet focalisateur de la lentille d'accélération E, à l'exclusion de tout autre paramètre. Nous retrouvons l'intérêt d'utiliser une tension d'accélération élevée dans la source.

d) Mesure de la température du diaphragme.

L'énergie reçue par le diaphragme, à la pression de 25 μHg (fig. 58), est de l'ordre de 3,6 watts pour V_{ext} = 3 000 volts et de 5,6 watts à la pression de 21,5 μHg pour V_{ext} = 4 200 volts (fig. 57).

Nous avons mesuré la température du diaphragme en utilisant le couple thermo-électrique précédemment décrit, lorsque la tension d'extraction croît jusqu'à 6,6 kilovolts.

Pour V_{acc} = 5 kilovolts et p = 24 μHg, les résultats obtenus sont portés sur le tableau 8.

TABLEAU 8

V_{ext} (kilovolts)	1,2	1,8	2,4	3	3,6	4,2	4,8	5,4	6	6,6
T (°C)	188	258	312	358	392	436	544	606	(747)	(810)

Ces températures correspondent au diaphragme *isolé*. En fait, pendant le fonctionnement normal de la source, une partie de la quantité de chaleur emmagasinée par le diaphragme est évacuée par l'électrode E_2 et la plaque support de la chambre d'ionisation.

e) Influence de la nature du diaphragme.

Nous avons fait des essais de fonctionnement de la source en utilisant, pour les sections I, II et III du canal : du nickel, du cuivre, du zinc et du zirconium. Avec du nickel, la pulvérisation du métal à partir du canal empêche tout fonctionnement de la source. Avec du zinc et du cuivre, le fonctionnement de la source n'est pas stable. Le métal se dépose également sur les parois.

Avec le *zirconium*, nous avons retrouvé la pression optimale de fonctionnement pour 21,5 microns de mercure ; pour V_{ext} = 4 200 volts et V_{acc} = 5 000 volts, le courant ionique extrait est alors de 700 μA. Les courbes de variation $I = f(V_{ext})$, $I = f(p)$ et $I = f(V_{acc})$ sont identiques à celles des figures 55, 57 et 58 obtenues avec l'aluminium.

f) Influence de l'épaisseur du diaphragme.

Nous avons tracé sur la figure 59, en coordonnées logarithmiques, la courbe de variation de I en fonction de l'épaisseur s du diaphragme, lorsque la pression dans la source est optimale : p = 21,5 μHg (V_{ext} = 3,6 kilovolts, V_{acc} = 5 kilovolts).

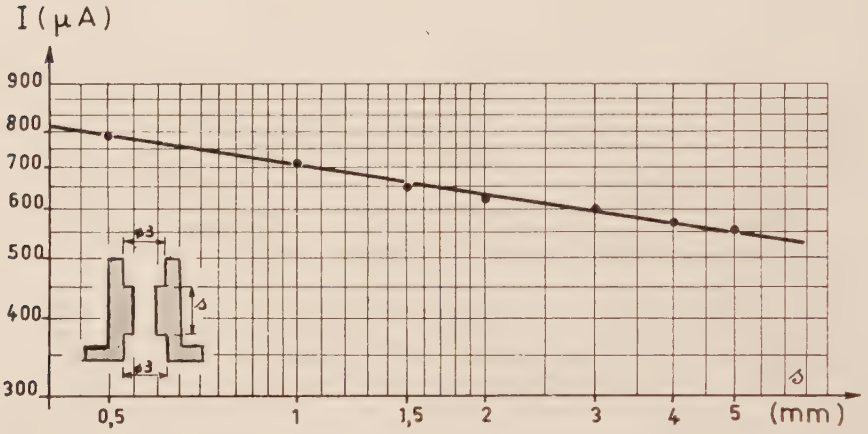


Fig. 59. — Courbes de variation de I en fonction de l'épaisseur s du diaphragme (V_{ext} = 3,6 kilovolts, V_{acc} = 5 kilovolts, p = 21,5 μHg).

La variation de I est de la forme :

$$\text{Log}\,\frac{I}{I_0} = -\,\delta\,\text{Log}\,s\,;\quad \delta = 0{,}17$$

soit : $I = I_0 . s^{-0{,}17}$

Le courant ionique n'est donc pas limité par la charge d'espace à l'intérieur du diaphragme, (v. formule 10). Lorsque s varie de 0,5 à 5 mm, la pression dans la chambre d'observation décroît de $4{,}5.10^{-6}$ à 3.10^{-6} mm de mercure. Par contre, le courant anodique (électrode E_1) croît de 2,5 à 6,5 mA. D'après les résultats du tableau 6, il est plus rationnel de faire varier le diamètre du diaphragme (d'épaisseur 1 mm par exemple) que son épaisseur.

D. — Conditions de fonctionnement

Nous groupons ici les conséquences pratiques que l'on peut tirer de notre étude en ce qui concerne l'utilisation des sources H. F.

a) Mise en œuvre et stabilité.

La décharge étant amorcée (v. p. 31) dans la chambre d'ionisation, le faisceau ionique peut être extrait immédiatement au moment de l'application des alimentations hautes tensions. Contrairement aux résultats de certains auteurs, nous n'avons pas trouvé de période transitoire d'adaptation.

Le fonctionnement de la source est stable pour des pressions comprises entre 14 et 100 microns de mercure, sauf dans le cas où il se forme un dépôt métallique sur la paroi interne de la chambre de pyrex (p. 46). Avec une faible ventilation (v. p. 31), la source peut fonctionner plusieurs heures sans échauffement sensible.

b) Nettoyage.

Au bout de quarante à cinquante heures de fonctionnement, il faut nettoyer la chambre de verre. Le démontage et le montage sont simples. Le cylindre en pyrex est plongé dans une solution d'acide fluorhydrique à 5% (Ci-3). On rince à l'eau distillée; la chambre est placée ensuite dans une étuve pendant quelques heures pour éliminer les traces de vapeur d'eau absorbée par les surfaces du verre.

Après un tel nettoyage, la source reprend ses caractéristiques initiales.

c) Vieillissement.

L'intensité du faisceau ionique extrait de la source s'accroît avec le temps. Pour des conditions expérimentales identiques (V_{ext} = 4 kilovolts, V_{acc} = 5 kilovolts), à la pression optimale, nous avons obtenu, au début de nos expériences, un courant d'ions d'argon $I \simeq 600$ µA. Après 300 heures de fonctionnement, $I \simeq 800$ µA, mais tout ce qui a été dit plus haut reste valable.

La durée de vie de la chambre de verre est de l'ordre de 350 à 400 heures. Pour des puissances H. F. plus élevées, différents auteurs trouvaient 150 à 200 heures (Co-4), (Go-1), (Kh-1), (Re-4).

Ces conditions correspondent à une source de 11 cm de longueur et de 3 cm de diamètre intérieur environ. Il est possible qu'avec une source de géométrie différente, les caractéristiques de fonctionnement soient modifiées.

CHAPITRE V

ÉTUDE THÉORIQUE DE LA DÉCHARGE PAR INDUCTION DANS LA SOURCE D'IONS H. F.

A. — Introduction

Parmi les différents types de décharges luminescentes la décharge par induction est celle qui est la moins bien comprise. Il n'existe pas encore, à notre connaissance, d'étude théorique complète de cette décharge.

Ce mode d'excitation provoque, dans un gaz raréfié (10^{-3} à 10^{-1} mm de Hg) des densités de courant élevées, de l'ordre de 2 à 3.10^3 ampères/m^2, et une conductivité électrique du gaz pouvant atteindre 10^4 mhos/mètre (Ca-1).

D'après la formule (1) page 37, le courant ionique maximal susceptible d'être extrait de la source H. F. est proportionnel à la densité électronique n dans le plasma. Pour calculer ce courant maximal, il faut donc connaître n.

Nous nous proposons, dans cette étude, de déterminer la densité électronique n à l'intérieur de la chambre d'ionisation.

1. *Application de la décharge par induction à la source d'ions H. F.*

Il convient de dissocier le phénomène de l'amorçage de la décharge par induction de celui de son entretien. Les composantes axiales du champ capacitif, dû à la différence de potentiel alternative entre les spires du solénoïde, provoquent *l'amorçage* de la décharge (To-1), (Mc-1), (Es-1). Le champ électrique induit par le champ magnétique variable de la bobine assure ensuite son entretien (Sm-1), (Kn-1), (Br-1) ; ce champ électrique est normal à l'axe de la source.

Nous avons déterminé le rôle joué par chacun de ces deux processus au cours du fonctionnement de la source d'ions H. F. par l'expérience suivante :

La source d'ions étant en fonctionnement, on glisse entre la bobine d'excitation B et le verre de la source un écran électrique formé de lamelles d'étain, collées sur un tube de papier. Ces lamelles, larges de 5 mm, sont espacées de 3 mm environ et disposées parallèlement à l'axe de la bobine. Elles sont reliées à l'une de leurs extrémités par une étroite bande d'étain, comportant une coupure.

Il n'existe plus alors de champ électrostatique à l'intérieur de la décharge (Es-1) et (Sm-1). Nous observons qu'*il n'y a pas de modification visible* du fonctionnement de la source d'ions ; l'intensité du faisceau d'ions recueilli sur la cible ne varie pas de manière sensible.

Par contre, si nous interposons le blindage *avant* que la décharge ne s'allume, il est impossible d'amorcer la décharge.

Cette expérience est concluante : dans le cas des sources d'ions H. F. à couplage inductif, ce sont les forces électriques qui créent l'amorçage de la décharge. Mais *ce sont les forces électromagnétiques induites qui en assurent l'entretien.*

Dans la région où la décharge a lieu, on distingue deux parties distinctes (Ya-1) :

1. Une gaîne (v. chap. III) où le champ continu est très élevé (E/p est de l'ordre de 10^6 à 10^7 volt/cm/mm de Hg). Elle constitue un écran pour le champ électrique axial (Bi-2).

2. Un plasma haute fréquence où le champ continu est très faible, ou même nul (Mi-2).

L'étude de la décharge par induction dans une source d'ions H. F., ou décharge « annulaire », se ramène donc à celle de la décharge induite par les forces électromagnétiques.

2. *Considérations générales*

Les électrons sont produit par chocs ionisants à l'intérieur du gaz. Les seuls processus d'ionisation sont les collisions élastiques[1] (Ta-1). Dans le gaz ionisé, la densité volumique des charges électriques est nulle. C'est un *plasma* : la concentration des ions positifs n_+ est sensiblement égale à celle des électrons n_- (dans les gaz rares, il n'existe pas d'ions négatifs). D'après Loeb (Lo-1)

1. L'énergie propre des électrons n'est pas suffisante pour exciter ou ioniser la molécule de gaz.

la répartition des vitesses des électrons est maxwellienne, et leur concentration $n_- > 10^{12}/cm^3$. On doit avoir :

$$\lambda < R$$

ou λ est le libre parcours moyen des électrons dans la chambre à décharge, et R le rayon intérieur de la source.

Cette inégalité est toujours vérifiée dans nos expériences. En effet, quand nous introduisons de l'argon dans la source, sa pression de fonctionnement est toujours supérieure à $1{,}8.10^{-2}$ millimètres de mercure. Les valeurs du libre parcours moyen correspondant sont inférieures à 0,29 cm. Comme le rayon intérieur de la source est R = 1,5 cm, on a bien $\lambda < R$.

Le facteur de perte dominant des électrons est alors la *diffusion ambipolaire. Il n'y a pas d'émission secondaire à partir des parois.* Les ions et les électrons qui y parviennent s'y recombinent. Pendant l'excitation constante du gaz, le taux de production des particules chargées est égal au taux de perte par diffusion ambipolaire (Sc-1).

Dans cette étude, nous utiliserons les théories de J.-J.Thomson sur la décharge par induction (Th-1) et de Schottky sur la colonne positive (Sc-1).

Nous nous proposons de donner une expression de la valeur des différents paramètres caractérisant ce type de décharge. Il nous a paru inutile de reprendre les calculs faisant état de la fonction de distribution des vitesses des électrons dans une distribution maxwellienne. Nous nous sommes contentés d'en utiliser les résultats théoriques fondamentaux, en particulier en ce qui concerne l'expression de la conductivité du gaz ionisé.

Avant d'aborder le calcul, formulons quelques remarques :

1. La chambre d'ionisation est à symétrie axiale. Considérons les coordonnées cylindriques r, θ, z. Nous négligeons les effets d'extrémité et supposons que les vecteurs champ magnétique sont parallèles à l'axe. Le champ électrique est induit dans un plan de section principale de la source. La variable r intervient alors seule :

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \theta} = 0.$$

En réalité, le champ magnétique de la bobine B n'a pas la symétrie de révolution (Du-2).

2. La température est homogène dans l'espace de décharge (Ca-1), (Ta-1), (Ma-1).

$$T_{gaz} = T_+ \ll T_e$$

où T_+ est la température ionique et T_e la température électronique.

3. On suppose la fréquence de collision des électrons ν_c indépendante de leur énergie (Ec-1) :

$$\nu_c = \text{constante.}$$

Cette simplification signifie essentiellement un libre parcours moyen constant.

4. Les fluctuations instantanées de la densité d'ionisation n et de la conductivité γ du gaz sont négligeables :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial \gamma}{\partial t} = 0.$$

Pour déterminer n, nous devons calculer successivement :

— le champ électrique induit et le champ magnétique dans tout l'espace de décharge ;

— la valeur du produit (nDa) qui apparaît dans l'équation de diffusion des électrons. Da est le coefficient de diffusion ambipolaire ;

— le champ électrique sur la paroi interne du cylindre où a lieu la décharge.

Dans les chapitres qui précèdent, de nombreuses formules établies par les différents auteurs ont été exprimées avec des unités non cohérentes. Pour effectuer une étude systématique valable il est indispensable d'employer un ensemble cohérent d'unités. Dans tout ce qui suit, nous utiliserons *le système de Giorgi rationnalisé.*

B. — Détermination des champs magnétique et électrique dans l'espace de décharge

Les champs magnétique $\vec{\mathcal{H}}$ et électrique induit $\vec{\mathcal{E}}$ sont liés par les équations de Maxwell que nous écrivons :

$$\text{rot}\,\vec{\mathcal{H}} = \gamma.\vec{\mathcal{E}} + \varepsilon_o \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} \qquad (1)$$

$$\text{rot}\,\vec{\mathcal{E}} = -\mu_o \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t} \qquad (2)$$

où ε_o et μ_o sont respectivement la constante diélectrique et la perméabilité du vide.

γ est la conductivité complexe du plasma.

En tout point de la décharge, les champs magnétique et électrique, la conductivité γ, sont des fonctions de la distance de ce point à l'axe.

1. *Cas général : le courant de déplacement* $\varepsilon_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t}$ *n'est pas négligeable.*

D'après (2), on a :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\mathcal{E}_{(\theta)}\right) = -\,\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}_{(z)}}{\partial t}$$

Le champ électrique induit est donc dirigé, en chaque point, tangentiellement à la circonférence passant par ce point ; il est perpendiculaire à l'axe z'z.

Le champ magnétique a la direction de l'axe des z.

d'où :
$$\mathcal{E} = -\frac{\mu_0}{r}\int_0^r \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}\, r\, dr \qquad (3)$$

Prenons le rotationnel de l'équation (1) :

$$\text{rot}\,(\text{rot}\,\vec{\mathcal{H}}) = \gamma\left(-\,\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t}\right) + \left[(\overrightarrow{\text{grad}}\,\gamma) \times \vec{\mathcal{E}}\right] + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t}\left(-\,\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t}\right) \qquad (4)$$

Remplaçons les termes par leur valeur et changeons de signe :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial r} = \mu_0 \gamma_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} + \frac{d\gamma}{dr}\cdot\frac{\mu_0}{r}\int_0^r \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t}\, r\, dr + \varepsilon_0\,\mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial t^2} \qquad (5)$$

avec $0 < r < R$, R étant le rayon intérieur du tube dans lequel a lieu la décharge.

Le champ magnétique et le champ électrique induit sont des fonctions sinusoïdales du temps, de pulsation ω. Posons :

$$\mathcal{H} = H(r)\, e^{j\omega t} \qquad (6)$$

et

$$\mathcal{E} = E(r)\, e^{j\omega t} \qquad (7)$$

Portons cette valeur de $\mathcal{H}$ dans (5). On obtient l'équation différentielle du second ordre donnant la variation de l'amplitude H du champ magnétique.

$$\frac{d^2H}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dH}{dr} = \mu_0 \cdot j\omega \cdot \gamma H + \frac{\mu_0}{r}\cdot\frac{d\gamma}{dr}\cdot j\omega \int_0^r Hr\, dr - \varepsilon_0\,\mu_0\,\omega^2 H \qquad (8)$$

or,
$$\varepsilon_0\,\mu_0\,c^2 = 1$$

d'où :

$$\frac{d^2H}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dH}{dr} = \mu_0\, j\omega \cdot \left[\gamma H + \frac{1}{r}\frac{d\gamma}{dr}\int_0^r Hr\, dr\right] - \frac{\omega^2}{c^2} H \qquad (9)$$

L'équation (3) peut s'écrire sous la forme :

$$E = -\frac{\mu_0\, j\omega}{r}\int_0^r H\, r\, dr \qquad (10)$$

Nous pouvons en déduire l'expression de H en fonction de E :

$$H = \frac{j}{\mu_0\,\omega}\left(\frac{E}{r} + \frac{dE}{dr}\right) \qquad (11)$$

Si nous portons cette valeur de H dans l'équation (9), nous obtenons :

$$\frac{d^3E}{dr^3} + \frac{2}{r}\frac{d^2E}{dr^2} + \frac{dE}{dr}\left[-\frac{1}{r^2} - (j\mu_0\omega)\gamma\right] + E\left[\frac{1}{r^3} - \left(\frac{\gamma}{r} + \frac{d\gamma}{dr}\right) j\mu_0\omega\right] - \frac{j\omega}{\mu_0 c^2}\left[\frac{dE}{dr} + \frac{E}{r}\right] = 0 \qquad (12)$$

Nous pouvons négliger le dernier terme du premier membre. L'équation différentielle de la variation de l'amplitude du champ électrique induit est du troisième ordre :

$$\frac{d^3E}{dr^3} + \frac{2}{r}\frac{d^2E}{dr^2} + \frac{dE}{dr}\left(k^2\gamma - \frac{1}{r^2}\right) + E\left(k^2\frac{\gamma}{r} + k^2\frac{d\gamma}{dr} + \frac{1}{r^3}\right) = 0 \qquad (13)$$

où $k^2 = -j\,\mu_0\omega$

La complexité mathématique de la résolution des équations de l'onde (9) et (13) nous amène à simplifier le problème.

2. *Cas où le courant de déplacement est négligeable*

Le rapport du courant de déplacement au courant de conduction est, en valeur absolue, égal à $\frac{\omega\varepsilon_0}{\gamma}$. Dans les conditions où nous expérimentons ($\omega \neq 2\pi . 2 . 10^8$), ce rapport est voisin de $\frac{1}{90\,\gamma}$, γ étant exprimé en mhos/mètre.

Or, pour des pressions comprises entre 10^{-1} et 10^{-2} mm de mercure γ est de l'ordre de $10^2\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$ (Di-1).

Nous pouvons donc négliger le courant de déplacement par rapport au courant de conduction.

Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot}\,\vec{\mathcal{H}} = \gamma\,\vec{\mathcal{E}} \tag{14}$$

$$\text{rot}\,\vec{\mathcal{E}} = -\,\mu_0\,j\omega\vec{\mathcal{H}} \tag{15}$$

soit :

$$-\frac{dH}{dr} = \gamma E \tag{16}$$

$$\frac{dE}{dr} + \frac{E}{r} = -\,\mu_0 j\omega H \tag{17}$$

Eliminons H entre ces deux équations, nous obtenons l'équation différentielle du deuxième ordre :

$$\frac{d^2E}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dE}{dr} - E\left[j\,\mu_0\omega\gamma + \frac{1}{r^2}\right] = 0 \tag{18}$$

Pour r = 0, le champ électrique induit est nul : E = 0,

Pour r = R, E = E_R.

La solution de l'équation (18) est bien connue dans le cas d'une conductivité constante (Th-1).

Soit γ_0 une valeur moyenne de la conductivité, qui ne dépend plus de r :

$$\gamma_0 = \bar{\gamma}$$

Nous connaissons les valeurs correspondantes du champ électrique induit.

Pour simplifier, posons :

$$\rho = r\sqrt{\mu_0\omega\gamma_0}$$

$$\rho_R = R\sqrt{\mu_0\,\omega\,\gamma_0}$$

ρ_R est un nombre sans dimensions. On a :

$\frac{\rho_R}{\sqrt{2}} = \frac{R}{\delta}$ où δ serait la longueur caractéristique appelée « pénétration » d'une onde plane équivalente pour des conditions de propagation identiques.

L'intégration de (18) donne :

$$E = E_R\,\frac{J_1\,(\rho\sqrt{-j})}{J_1\,(\rho_R\sqrt{-j})} \qquad (19) \qquad \text{avec } 0 \leqslant \rho \leqslant \rho_R$$

Où E_R est la valeur du champ électrique induit pour r = R et J_1 la fonction de Bessel d'ordre un.

L'équation différentielle (8) devient :

$$\frac{d^2H}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dH}{dr} - j\mu_0\,\omega\,\gamma\,H = 0$$

et

$$H = H_R \frac{J_0\ (\rho\sqrt{-j})}{J_0\ (\rho_R\ \sqrt{-j})} \qquad (20) \qquad 0 \leqslant \rho \leqslant \rho_R$$

où H_R est le champ magnétique sur la paroi intérieure du cylindre de décharge ($r = R$).

Nous pouvons aussi écrire l'équation définissant E en portant (20) dans (16) :

$$E = H_R\ .\ \sqrt{-j}\ .\ \sqrt{\frac{\mu_0\,\omega}{\gamma}}\ .\ \frac{J_1\ (\rho\sqrt{-j})}{J_0\ (\rho_R\sqrt{-j})} \qquad (21)$$

En comparant (19) à (21) on en déduit une relation entre E_R et H_R :

$$.\,E_R = H_R\ .\ \sqrt{-j}\ \sqrt{\frac{\mu_0\,\omega}{\gamma_0}}\ .\ \frac{J_1\ (\rho_R\sqrt{-j})}{J_0\ (\rho_R\sqrt{-j})} \qquad (22)$$

Nous donnons, dans la figure 60, p. 102, une représentation schématique de la répartition des champs magnétique et électrique dans le cylindre de décharge.

Remarque 1. La fonction de Kelvin d'ordre zéro $J_0\ (\rho\sqrt{-j})$ peut s'écrire sous la forme :

$$J_0\ (\rho\sqrt{-j}) = \text{ber}\ \rho + j\ \text{bei}\ \rho \qquad (23)$$

où ber ρ et bei ρ sont des fonctions réelles de la variable ρ dont les développements en série entière s'écrivent :

$$\text{ber}\ \rho = 1 - \frac{\rho^4}{2^2\,.\,4^2} + \frac{\rho^8}{2^2\,.\,4^2\,.\,6^2\,.\,8^2} - \ldots$$

$$\text{bei}\ \rho = \frac{\rho^2}{2^2} - \frac{\rho^6}{2^2\,.\,4^2\,.\,6^2} + \frac{\rho^{10}}{2^2\,.\,4^2\,.\,6^2\,.\,8^2\,.\,10^2} - \ldots$$

Les valeurs de $J_1\ (\rho\sqrt{-j})$ s'obtiennent en dérivant (23)

$$-\sqrt{-j}\ .\ J_1\ (\rho\sqrt{-j}) = \text{ber}'\rho + j\ \text{bei}'\rho \qquad (24)$$

d'où l'expression nouvelle des champs magnétique et électrique :

$$\mathcal{H} = H_R \frac{\text{ber}\ \rho + j\ \text{bei}\ \rho}{\text{ber}\ \rho_R + j\ \text{bei}\ \rho_R}\ .\ e^{j\omega t} \qquad (25)$$

$$\mathcal{E} = E_R \frac{\text{ber}'\ \rho + j\ \text{bei}'\ \rho}{\text{ber}'\ \rho_R + j\ \text{bei}'\ \rho_R}\ .\ e^{j\omega t} \qquad (26)$$

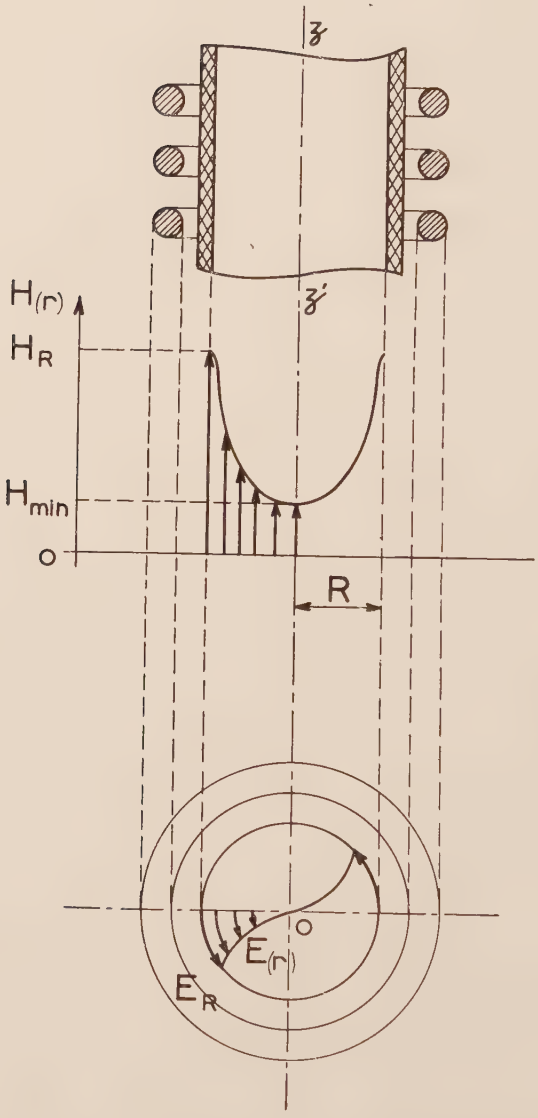


Fig. 60. — Répartition du champ magnétique H (r) et du champ électrique induit E (r) dans la décharge induite ($\lambda < R$).

Remarque 2. *Application numérique.*

Nous avons calculé, à partir des formules (20) et (22), les valeurs de H et E pour le cas particulier d'une valeur moyenne de la

conductivité électrique $\gamma_0 = 10^2\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$ (Ca-1), (Di-1), et pour nos conditions d'expérience.

Soit $\rho_R = R\sqrt{\mu_0 \omega \gamma_0}$ où $R = 1{,}5.10^{-2}$ mètre
$\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ Henry/mètre
$\gamma_0 = 10^2$ mhos/mètre
$\omega = 2\pi.195.10^6$ Hertz/sec.

on trouve : $\rho_R = 5{,}886$.

Dans l'équation (22), le facteur $\frac{\mu_0 \omega R}{\rho_R}$, dont l'équation aux dimensions est $L^2MQ^{-2}T^{-1}$, a pour valeur numérique 4,055 Henry/sec.

Ecrivons : $\rho = r\sqrt{\mu_0\ \omega\ \gamma_0}$ sous la forme :

$$\rho = \rho_R \frac{r}{R} \text{ avec } 0 < r < R$$

et posons : $\frac{r}{R} = x$; on a $0 < x < 1$

d'où $\rho = \rho_R . x$.

Nous avons calculé les *valeurs numériques* de :

$$\frac{H}{H_R} = \frac{J_0\ (\rho\sqrt{-j})}{J_0\ (\rho_R\sqrt{-j})}$$

et

$$\frac{E}{H_R} = \mu_0 \omega \frac{R}{\rho_R} \cdot \frac{\sqrt{-j}\ .\ J_1\ (\rho\sqrt{-j})}{J_0\ (\rho_R\sqrt{-j})}$$

en donnant au rapport $x = \frac{r}{R}$ six valeurs différentes comprises entre 0 et 1, soit 0 — 0,2 — 0,4 — 0,6 — 0,8 et 1. Les résultats, obtenus à partir des tables de Jahnke et Emde (Ja-1) sont groupés dans le tableau 9 (p. 104). Les champs électrique induit et magnétique y sont donnés en fonction du champ magnétique sur la paroi intérieure du cylindre de décharge H_R, lequel est égal au champ magnétique extérieur (Ca-1).

La valeur numérique de $\frac{1}{J_0\ (\rho_R\sqrt{-j})}$, qui figure dans les deux expressions de E et H s'écrit, avec nos valeurs :

$$\frac{1}{J_0\ (\rho_R\sqrt{-j})} = \frac{1}{-8{,}781 - 6{,}142\,j} = \frac{1}{114{,}830}\ (-8{,}781 + 6{,}142\,j).$$

Pour les valeurs extrêmes, nous trouvons par exemple :

TABLEAU 9

$x = \frac{r}{R}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1
$\rho \quad \rho_R x$	0	1,177	2,354	3,531	4,709	5,886
$J_0(\rho\sqrt{-j})$	1	0,970 + 0,345 j	0,526 + 1,312 j	— 1,268 + 2,296 j	— 5,096 + 1,170 j	— 8,781 — 6,142 j
$\sqrt{-j} \cdot J_1(\rho\sqrt{-j})$	0	0,102 — 0,583 j	0,794 — 0,990 j	2,387 — 0,393 j	3,881 + 2,921 j	1,076 + 9,335 j
$\frac{H}{H_R}$	— 0,076 + 0,053 j	— 0,092 + 0,025 j	— 0,110 — 0,073 j	— 0,026 — 0,243 j	0,327 — 0,362 j	1
$\left\|\frac{H}{H_R}\right\|$	0,092	0,096	0,132	0,245	0,488	1
$\frac{E}{H_R}$	0	0,092 + 0,196 j	— 0,030 + 0,464 j	— 0,027 + 0,713 j	— 1,778 — 0,062 j	— 2,282 — 2,575 j
$\left\|\frac{E}{H_R}\right\|$	0	0,217	0,465	0,714	1,779	3,441

— Sur l'axe (r = 0) : $H_o = H_R\,(0{,}076 + 0{,}053\ j)$

soit : $\mathcal{H}_o = H_o\ e^{j\omega t}$

avec $|H_o| = 0{,}092\ |H_R|$

et $E_o = 0$ soit $\mathcal{E}_o = 0$

— Sur la paroi (r = R) : $H = H_R$ et $\mathcal{H}_R = H_R\ e^{j\omega t}$

$E_R = H_R\,(-2{,}282 - 2{,}575\ j)$ avec $\mathcal{E}_R = E_R\ e^{j\omega t}$

comme $E_R = 3{,}441\ |H_R|$, si on appelle Φ_R l'angle de phase entre H_R et E_R, nous avons (Ec-3) (v. p. 106) :

$$E_R = 3{,}441\ |H_R|.\ e^{j\Phi_R}$$

Dans le paragraphe suivant, nous donnerons une détermination numérique de l'angle de phase Φ_R.

— Pour un point quelconque, par exemple r = 0,6 R, on trouve :

$H = H_R\,(0{,}026 - 0{,}243\ j)$ $\qquad |H| = 0{,}245\ |H_R|$

$E = H_R\,(-0{,}027 + 0{,}713\ j)$ $\qquad |E| = 0.714\ |H_R|$

Nous constatons que les valeurs numériques du module de H prennent les valeurs croissantes de $|H|_{min} = 0{,}092\ |H_R|$ à $|H_R|$ quand r croît de O à R, conformément au tracé de la figure 60. De même, |E| prend les valeurs croissantes de zéro jusqu'à

$$|E_R| = 3{,}441\ |H_R| \text{ pour } r = R.$$

Dans le paragraphe (C, 2) de ce chapitre, nous donnons une méthode de calcul de H_R (voir page 114).

3. *Détermination, en grandeur et en phase, du champ électrique induit* E_R *sur la paroi interne du cylindre où se produit la décharge*

L'équation (22) peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{E_R}{H_R} = \frac{\mu_o \omega_R}{\rho_R} \cdot \frac{\sqrt{-j}\ .\ J_1\,(\rho_R \sqrt{-j})}{J_o\,(\rho_R \sqrt{-j})} \qquad (27)$$

Les fonctions de Kelvin figurant dans l'équation (27) peuvent se mettre sous la forme polaire (Ja-1) :

$$J\,(\rho \sqrt{j}) = b\,(\rho)\ .\ j^{\beta(\rho)}$$

où b et β sont des fonctions de la variable ρ.

Comme $J\,(\rho \sqrt{-j}) = J^*\,(\rho \sqrt{j})$ où J^* est la fonction conjuguée de J, l'équation (27) devient :

$$\frac{E_R}{H_R} = \mu_0 \omega R \,.\, \frac{1}{\rho_R} \cdot \frac{b_1}{b_0} (-j)^{\beta_1 - \beta_0 + 1/2}$$

soit

$$\frac{E_R}{H_R} = \mu_0 \omega R \, \frac{1}{\rho_R} \cdot \frac{b_1}{b_0} (j)^{\beta_0 - \beta_1 - 1/2} \qquad (28)$$

où b_1, b_0, β_1, β_0 sont des fonctions de ρ_R.

Nous savons que les fonctions de Kelvin $J_0 (\rho \sqrt{-j})$ et $J_1 (\rho \sqrt{-j})$ sont des fonctions de Bessel dont les arguments ont leur phase égale à $\frac{\pi}{4}$ ou $\frac{3\pi}{4}$ (Wa-3).

Nous pouvons donc déduire de l'équation (28) *l'angle de phase* entre E_R et H_R, soit Φ_R.

On a : $$\Phi_R = \frac{\pi}{2} (\beta_0 - \beta_1 - \tfrac{1}{2}) \qquad (29)$$

Φ_R est une fonction de ρ_R.

Nous pouvons, sur un diagragme des phases, donner une représentation de E_R et H_R. Donnons à H_R la direction de l'axe des x positifs. E_R y est défini, en grandeur, par le module de (28) et en phase par (29) (fig. 61).

Faisons tendre ρ_R vers zéro. Alors E_R tend vers $E_R(0)$.

$$\frac{E_R}{H_R} \xrightarrow[\rho_R \to 0]{} \frac{E_R(0)}{H_R} = -j \frac{\mu_0 \omega R}{2} \qquad (30)$$

d'où :

$$\frac{E_R}{E_R(0)} = \frac{2j}{\rho_R} \cdot \frac{b_1}{b_0} (j)^{\beta_0 - \beta_1 - \frac{1}{2}} \qquad (31)$$

Soit, en module :

$$\frac{|E_R|}{|E_R(0)|} = \frac{2}{\rho_R} \cdot \frac{b_1}{b_0} \qquad (32)$$

— *Précisons par quelques valeurs numériques* (v. également fig. 61) :

a) Pour $\rho_R = 0$, $\beta_0 - \beta_1 - \frac{1}{2} = -1$

d'où :

$$(\Phi_R)_0 = -\frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \frac{|E_R|}{|E_R(0)|} = 1.$$

Sur le diagramme des phases, E_R est alors sur l'axe des y négatifs $\left[(\Phi_R)_0 = -\frac{\pi}{2}\right]$; E_R est purement imaginaire.

b) Si ρ_R tend vers l'infini, $|E_R| \longrightarrow 0$ et $\Phi_R \longrightarrow 225°$.

c) *Pour nos conditions d'expérience*, si on suppose (v. p. 99) $\gamma_0 = 10^2\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$, nous avons $\rho_R = 5{,}886$.

De plus, $\beta_0 - \beta_1 - 1/2 = 2{,}5434$

$b_0 = 10{,}718$

$b_1 = 10{,}100$

On trouve : $\Phi_R = 228°56'22''$

et $|E_R| = 0{,}320\ .\ |E_R\ (0)|$

D'autre part, nous avons vu que le champ induit sur la paroi a pour expression :

$$E_R = 3{,}441\ .\ |H_R|\ .\ e^{j\Phi_R}$$

soit :

$$E_R = -\ 3{,}441\ .\ |H_R|\ .\ (0{,}657 + 0{,}754\ j)$$

d'où :

$$E_R = -\ |H_R|\ .\ (2{,}260 + 2{,}595\ j)$$

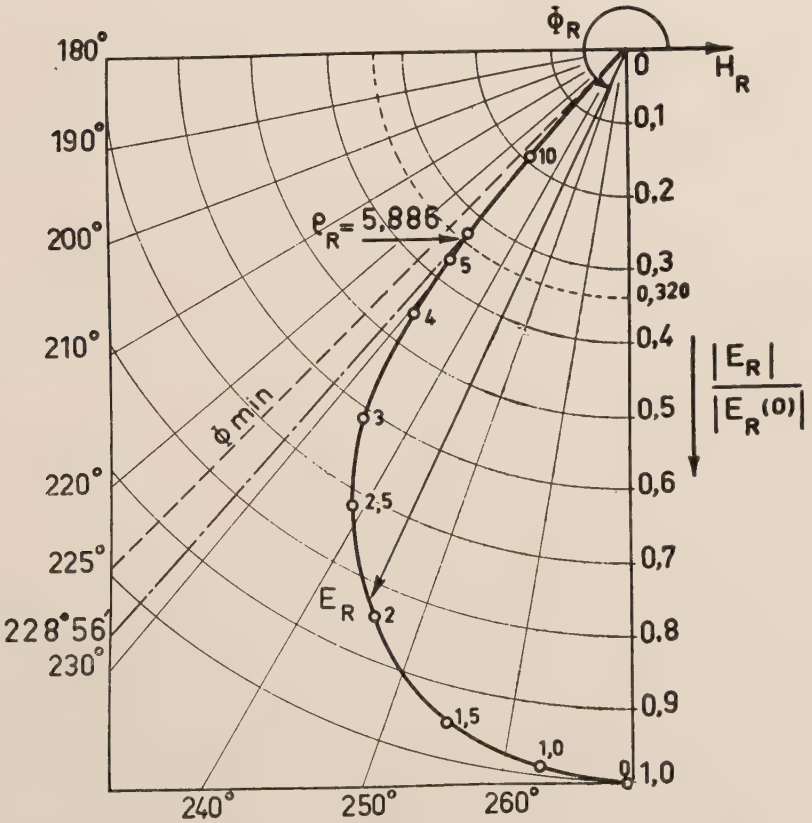


Fig. 61. — Grandeur et phase du champ électrique induit sur la paroi de la chambre d'ionisation. D'après Eckert (Ec-3).

La figure 61 (p. 107) représente le lieu du point représentatif de E_R sur le diagramme des phases quand ρ_R varie de zéro à l'infini, selon Eckert (Ec-1). Quand ρ_R croît à partir de zéro, il apparaît une composante réelle de E_R, qui passe par un maximum pour environ $\rho_R = 2{,}5$ et $\Phi_R = 240$ degrés. Cette partie réelle disparaît quand ρ_R tend vers l'infini. Nous avons indiqué en particulier sur ce graphique le point correspondant à nos conditions expérimentales ; ses coordonnées ont été calculées précédemment.

C. — Calcul de la densité électronique n

1. *Equation de diffusion des électrons*

Le processus dominant de perte des électrons dans tout l'espace de la décharge induite est la *diffusion ambipolaire*. Dans cette région, contrairement au cas de la colonne positive, il y a de forts gradients de l'intensité du champ électrique, donc de l'énergie des électrons. En tout point du cylindre de décharge, *la fréquence d'ionisation par électron*, ν_i, *et le coefficient de diffusion ambipolaire* D_a *dépendent*, pour une certaine pression du gaz, *de l'intensité du champ électrique induit* (et non de la phase) en ce point.

Puisque E varie avec r, le rapport $\frac{\nu_i}{D_a}$ est indirectement une fonction de r. $\frac{\nu_i}{D_a}$ est appelé « fonction d'ionisation » de la décharge.

L'état de régime stationnaire de la décharge se traduit, d'après Schottky (Sc-1), par la relation :

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}\left[r \frac{d(nD_a)}{dr} \right] + n\nu_i = 0$$

où n est la densité électronique.

Soit :
$$\frac{d^2(nD_a)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d}{dr}(nD_a) + \frac{\nu_i}{D_a}(nD_a) = 0 \qquad (33)$$

Pour simplifier l'intégration de l'équation différentielle (33), nous adopterons l'approximation de Herlin et Brown (He-1), en supposant que la fonction d'ionisation $\left(\frac{\nu_i}{D_a}\right)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{\nu_i}{D_a} = A \cdot r^{\alpha} \qquad (34)$$

α est une constante (que nous définissons plus loin),
A un coefficient positif introduit pour des raisons de commodité.

La solution de l'équation (33) est alors la fonction :

$$(n\ D_a) = C_1.J_o\ (x) + C_2.N_o\ (x) \qquad (35)$$

où

$$x = \frac{2\sqrt{A}}{\alpha + 2} . r^{\frac{\alpha+2}{2}} \qquad (36)$$

Dans l'équation (35), C_1 et C_2 sont des constantes arbitraires (réelles ou complexes).

J_o (x) est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro.

N_o (x) est la fonction de Neumann d'ordre zéro.

Pour déterminer C_1 et C_2, tenons compte des conditions aux limites :

Sur l'axe, $(r = 0)$, $n\ D_a = (n\ D_a)_o$.

Sur la paroi, $(r = R)$, $n\ D_a = 0$.

Par suite, nous avons : $C_1 = (n\ D_a)_o$ et $\frac{2\sqrt{A}}{\alpha + 2} R^{\frac{\alpha+2}{2}} = 2{,}405.$
$C_2 = 0$

La solution de l'équation différentielle (33) est donc[1] :

$$n\ D_a = (n\ D_a)_o\ .\ J_o\left[2{,}405\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{\alpha+2}{2}}\right] \qquad (37)$$

Calculons le coefficient α.

α est déterminé par le rapport de la valeur de $\frac{\nu_i}{D_a}$ donnée par (34) à la valeur de sa dérivée par rapport à r, sur la paroi :

$$\frac{\left(\frac{\nu_i}{D_a}\right)_R}{\frac{d}{dr}\left(\frac{\nu_i}{D_a}\right)_R} = \frac{R}{\alpha}$$

Soit :

$$\alpha = R\ \frac{\frac{d}{dr}\left(\frac{\nu_i}{D_a}\right)_R}{\left(\frac{\nu_i}{D_a}\right)_R}$$

ou

$$\alpha = R\left[\frac{d}{dr}\,\mathrm{Log}\left(\frac{\nu_i}{D_a}\right)\right]_R \qquad (38)$$

1. L'équation (37) devient identique à l'expression donnée par Schottky (Sc-1) dans le cas de la colonne positive, pour $D_a = (D_a)_o$ et $\alpha = 0$:

$$n = n_o\ J_o\left(\sqrt{\frac{\nu_i}{D_a}} . r\right)$$

Les valeurs de ν_i et D_a peuvent être calculées soit expérimentalement par introduction de sondes dans le plasma (Di-1), (He-1), (Va-1), (Br-3), soit par la théorie cinétique des gaz (En-1), (Al-2).

L'expression (34) doit être surtout satisfaite au voisinage des parois où le champ électrique induit, donc le phénomène d'ionisation, est le plus intense.

Comme $\frac{\nu_i}{D_a}$ est fonction de r par l'intermédiaire de $|E|$, (38) peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha = R \left(\frac{d \left(\text{Log} \frac{\nu_i}{D_a} \right)}{d|E|} \cdot \frac{d|E|}{dr} \right)_R \qquad (39)$$

Cette relation est plus facilement calculable que la relation (38) car la détermination expérimentale de $\frac{\nu_i}{D_a}$ en fonction de $|E|$ ne présente pas de difficulté (He-1), (Ma-4). (Pour le calcul de $\frac{d|E|}{dr}$, voir page 112).

Dans le cas particulier de l'amorçage des décharges annulaires, Eckert (Ec-1) a montré par des exemples que l'approximation faite en (34) est parfaitement valable.

Remarque.

Dans l'étude précédente, nous avons supposé nulle la composante du champ électrostatique. Il est intéressant de chercher ce que devient l'équation différentielle (33) si l'on suppose que, à l'intérieur du cylindre de décharge, existe la composante d'un champ électrique *continu*, E_c, dirigée suivant l'axe z'z.

Les électrons, dans ce cas, sont perdus par diffusion et mobilité. Soient D le nouveau coefficient de diffusion et μ le coefficient de mobilité. D n'est fonction que de r, mais n est alors une fonction de r et de z.

L'état de stabilité du plasma (Va-1) est défini par la relation :

$$\Delta (n D) + \frac{\mu E_c}{D} \cdot \frac{d}{dz} (n D) + \frac{\nu_i}{D} (n D) = 0 \qquad (40)$$

où Δ est le Laplacien de la fonction (n D).

Séparons les variables r et z.

Posons (n D) = M (r) . N (z)

on obtient les deux équations :

$$\frac{d^2(M)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d(M)}{dr} + \left(\frac{\nu_i}{D} + k_1^2\right)(M) = 0 \qquad (41)$$

$$\frac{d^2(N)}{dz^2} + \frac{\mu E_c}{D} \cdot \frac{d}{dz}(N) - k_1^2(N) = 0 \qquad (42)$$

k_1^2 étant la constante de séparation.

Il est difficile de trouver une solution analytique de l'équation (41) quand α est quelconque.

Nous avons résolu cette équation pour le cas particulier où $\alpha = 2$:

$$\frac{\nu_i}{D_a} = A\, r^2.$$

La solution de (41) est alors la fonction :

$$M(r) = e^{\left(\frac{A}{k_1}\right) r^2} \cdot W\left(1 - k_1, 1 ; \frac{A}{k_1} r^2\right)$$

où W est une fonction hypergéométrique confluente (Wh-1), à condition que la condition suivante soit satisfaite :

$$k_1^2 + 4A = 0$$

D'autre part, la solution de (42) est :

$$N(z) = C\, e^{-\left(\frac{\mu E_c}{2D}\right) z} \cdot \mathrm{sh}\left\{\sqrt{\left[\left(\frac{\mu E_c}{2D}\right)^2 + k_1^2\right]} \cdot z + D\right\}$$

où C et D sont des constantes.

Par suite. la solution de l'équation (40) est de la forme

$$n\,D = C \cdot \mathrm{sh}\left\{\sqrt{\left[\left(\frac{\mu E_c}{2D}\right)^2 + k_1^2\right]} \cdot z + D\right\} \cdot e^{\left(\frac{A}{k_1} r^2 - \frac{\mu E_c}{2D} z\right)} \cdot W\left(1 - k_1, 1 ; \frac{A}{k_1} r^2\right)$$

Les conditions aux limites sont :

n D = 0 pour z = 0 ou z = l par exemple. Les constantes C et D sont alors déterminées.

n D = 0 pour r = R. On peut calculer ainsi la constante k_1.

2. *Détermination du champ électrique induit sur la paroi*

Nous allons établir la relation qui lie le module du champ induit | E_R | sur la paroi interne du cylindre de décharge au rayon R de cette paroi :

A partir de l'équation (36) et de la condition à la limite n = 0 pour r = R (recombinaison aux parois), on obtient :

$$2{,}405 = \frac{2}{\alpha + 2}\left[A\,R^{(\alpha+2)}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{43}$$

Portons les valeurs de A et α données par les relations (34) et (38) dans (43) :

$$R = \frac{2{,}405}{\left[\frac{\nu_i}{D_a}(|E_R|)\right]^{\frac{1}{2}} - 1{,}2025\left[\frac{d\left(\mathrm{Log}\,\frac{\nu_i}{D_a}\right)}{d|E|}\cdot\frac{d|E|}{dr}\right]_R} \tag{44}$$

Si $\frac{d|E|}{dr} = 0$, cette expression de R devient identique à celle donnée par Schottky dans le cas de la colonne positive (Sc-1).

La valeur de $\frac{d|E|}{dr}$ à la paroi est ici un paramètre supplémentaire dans la relation entre R et $|E_R|$, paramètre que nous allons déterminer.

a) Calcul de $\left(\frac{d|E|}{dr}\right)_R$.

Pour cela, portons la valeur du champ électrique :

$$E = |E|\,.\,(\cos\Phi + i\sin\Phi)$$

dans l'équation (17).

La partie réelle de l'équation obtenue est :

$$\frac{d|E|}{dr} + \frac{|E|}{r} = -\mu_0\,\omega\,H\sin\Phi$$

pour $r = R$, $\left(\frac{d|E|}{dr}\right)_R = -\frac{|E_R|}{R} + \mu_0\,\omega H_R \sin(-\Phi_R)$

ou $$\left(\frac{d|E|}{dr}\right)_R = \frac{|E_R|}{R}\left[\mu_0\,\omega\,R\,\frac{H_R}{|E_R|}\sin(-\Phi_R) - 1\right] \tag{45}$$

Donnons à $\frac{E_R}{H_R}$ et Φ_R les valeurs fournies par les équations (28) et (29). On obtient :

$$\left(\frac{d|E|}{dr}\right)_R = \frac{|E_R|}{R}\left\{\rho R.\,\frac{b_0}{b_1}\sin\frac{\pi}{2}(\beta_1 - \beta_0 + \tfrac{1}{2}) - 1\right\} \tag{46}$$

Appelons f (ρ_R), la quantité du second membre entre crochets :

$$\frac{\left(\frac{d\,|E|}{dr}\right)_R}{\frac{|E_R|}{R}} = f(\rho_R) \qquad (47)$$

f (ρ_R) peut être calculé numériquement (v. page 106).

Dans notre cas particulier, nous avons trouvé, pour $R = 1{,}5.10^{-2}$ m, $\rho_R = 5{,}886$,

$b_0 = 10{,}718$

et $\Phi_R = 228°56'22''$

$b_1 = 10{,}100$

d'où $f(5{,}886) = 5{,}886 \cdot \frac{10{,}718}{10{,}100} \cdot 0{,}754 - 1$

$= 3{,}710$

La figure 62 représente la courbe de variation de f (ρ_R) en fonction de ρ_R, selon Eckert (Ec-3). Pour $\rho_R = 0$, f (0) = 1. f (ρ_R) conserve cette valeur unitaire tant que ρ_R est compris entre

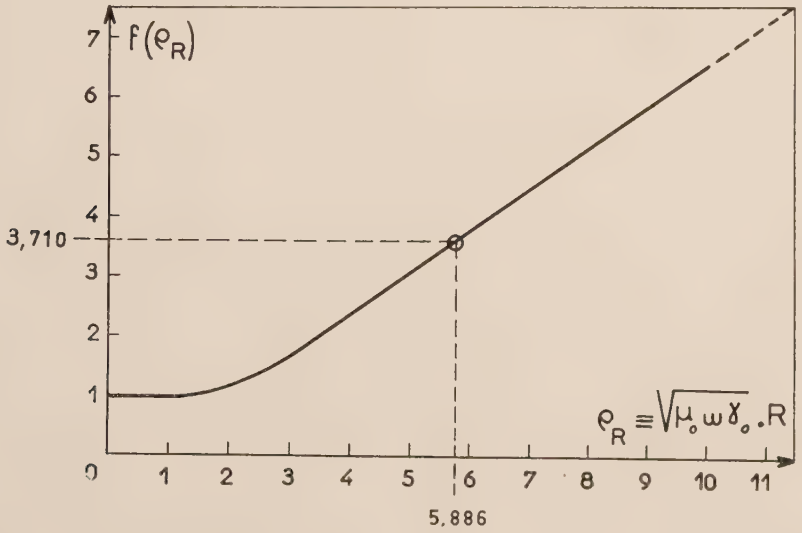


Fig. 62. — Représentation de la fonction f (ρ_R) $\equiv \left(\frac{d\,|E|}{dr}\right)_R \cdot \frac{R}{|E_R|}$ dans le cas où la conductivité est uniforme. D'après Eckert (Ec-3).

0 et 1,4. Or, nous avons vu, dans le paragraphe (B, 2) que $\frac{\rho_R}{\sqrt{2}} = \frac{R}{\delta}$

où δ est la « pénétration » d'une onde plane ayant des équations de propagation identiques à celles de l'onde cylindrique que nous étudions. $f(\rho_R) = 1$ correspond à $\delta > R$. Dans ces conditions, on peut donc dire que l'absorption de l'onde cylindrique dans le tube de décharge est négligeable.

Avec nos conditions expérimentales, ce cas se produirait pour un rayon intérieur du tube à décharge tel que :

$$R\sqrt{\mu_0 \omega \gamma_0} < 1{,}4$$

soit $R < 3{,}6 \cdot 10^{-3}$ mètre ou $R < 3{,}6$ millimètres.

Pour $f(\rho_R) > 3$, $f(\rho_R)$ croît linéairement avec ρ_R. C'est sur cette partie de la courbe que se situe le point correspondant à nos données expérimentales :

$$\rho_R = 5{,}886$$
$$f(\rho_R) = 3{,}710$$

b) Expression donnant E_R.

Portons la valeur de $\left(\frac{d|E|}{dr}\right)_R$ donnée par (46) dans (44), on obtient, pour expression définitive de la valeur de E_R en fonction de R :

$$R = 2{,}405 \left[\frac{\nu_i}{D_a}(|E_R|)\right]^{\frac{1}{2}} \cdot \left\{1 + \frac{|E_R|}{2} f(\rho_R) \left[\frac{d\left(\text{Log}\frac{\nu_i}{D_a}\right)}{d|E|}\right]_R\right\} \quad (48)$$

Pour une valeur particulière de ρ_R, cette équation fournit la relation cherchée entre $|E_R|$ et R. En effet, nous savons que la fonction d'ionisation $\frac{\nu_i}{D_a}$ peut être déterminée expérimentalement (v. page 110). La valeur de Φ_R est donnée par (29) ; on déduit de ces résultats l'intensité E_R du champ électrique induit sur la paroi. Les formules (22) ou (27) permettent alors de calculer l'intensité H_R du champ magnétique sur la paroi.

L'équation (19) *donne alors la répartition du champ électrique induit E en tout point du cylindre de décharge*, dans le cas où la conductivité γ_0 du gaz n'est pas une fonction de r. Dans le cas contraire, l'équation (19) ne donne qu'une valeur *approchée* de E correspondant à une valeur moyenne de la conductivité.

Citons pour mémoire la formule établie *expérimentalement* par Babat (Ba-1) pour un cylindre de décharge de diamètre intérieur $\Phi_i = 10$ cm, et contenant *de l'air* à une pression $p > 1$ mm Hg.

Si P est la puissance d'entrée de la décharge (en watts), f la fréquence du courant électrique dans la bobine d'excitation (en hertz par seconde), le champ électrique induit sur la paroi interne (en volt par centimètre) est exprimé par la relation :

$$P = 10^9 \frac{E_R^2}{f^{3/2}} \text{ watts.}$$

Dans notre cas où la puissance fournie à la décharge par le générateur H. F. est de l'ordre de 11 watts (v. chap. II), pour la fréquence $f = 195.10^6$ hertz, nous aurions, dans un cylindre de $\Phi_i = 10$ cm, et pour une pression $p > 1$ mm Hg : $E_R \simeq 175$ volts/cm. Ce champ, pour un cylindre de $\Phi_i = 1{,}5$ cm se réduirait à $E_R \simeq 33$ volts/cm.

3. *Répartition de la densité électronique n et de la conductivité* γ *dans le gaz ionisé*

a) Détermination de n.

Dans l'équation différentielle (33), le produit $(n D_a)$ est déterminé en fonction de r ; les termes ν_i et D_a dépendent directement de l'énergie locale des électrons.

Le coefficient de diffusion ambipolaire D_a est donné par la relation d'Einstein. Adoptons les notations de Eckert (Ec-2), (Ec-3). On a alors :

$$D_a = \frac{2}{3} \frac{\mu_+}{e} (w + w_g) \qquad (49)$$

μ_+ étant la mobilité de l'ion positif,
e la charge élémentaire de l'électron,
w_g l'énergie moyenne d'une particule du gaz,
w l'énergie cinétique de l'électron,

d'autre part : $w = \frac{3\pi m v_m^2}{8}$, v_m étant la vitesse moyenne de l'électron (Lo-1).

Puisque nous avons supposé $T_- \gg T_{gaz}$, nous pouvons écrire (Al-2) :

$$w = \sqrt{\delta_1 \cdot \frac{M}{m}} \cdot e \cdot \lambda \cdot E_{ef}$$

où

δ_1 est le « paramètre de collision » : $\delta_1 = 0{,}1594$ pour l'argon

M et m sont les masses de l'atome (ou de l'ion positif) et de l'électron.

λ est le libre parcours moyen.

E_{ef} est le champ électrique effectif.

Ce dernier est défini, on le sait, aux fréquences élevées, par la relation (Br-3) :

$$E_{ef} = \frac{E}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\nu_c}{\sqrt{\nu_c^2 + \omega^2}}$$

La fréquence de collision ν_c est déterminée à partir de la théorie cinétique des gaz. Par exemple, Loeb (Lo-1) l'exprime, dans le système cgs, sous la forme :

$$\nu_c = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{8\,k\,T_{gaz}}{\pi \,.\, m}} \text{ sec}^{-1}$$

où k est la constante de Boltzmann.

Dans l'argon, pour $p \simeq 2{,}15.10^{-2}$ mm Hg, $\lambda \simeq 0{,}24$ cm. On obtient alors une fréquence de collision $\nu_c = 53{,}2.10^6$ sec^{-1}, si nous supposons le gaz à la température de la pièce ($T_{gaz} = 293°$ K).

D'autre part, $\lambda = \frac{v_m}{\nu_c}$, où v_m est la vitesse moyenne de l'électron.

$$\text{Soit } \lambda = \frac{1}{\nu_c} \sqrt{\frac{16\,w}{3\pi m}}$$

Portons les valeurs de E_{ef} et λ que nous venons de définir dans l'équation (49). En résolvant par rapport à w, on obtient :

$$w = \frac{16\delta_1}{3\,\pi} \cdot M \left(\frac{e}{m}\right)^2 \cdot \frac{E^2}{\nu_c^2 + \omega^2}$$

Par suite :

$$D_a = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu_+}{e} \,.\, w_g \,.\, \left[1 + \frac{8\,\delta_1}{3\,\pi} \cdot \frac{M}{w_g} \left(\frac{e}{m}\right)^2 \cdot \frac{E^2}{\nu_c^2 + \omega^2}\right]$$

$$\text{soit } D_a = (D_a)_o \,.\, (1 + \xi\, E^2) \qquad (50)$$

où $(D_a)_o$ définit la valeur de D_a pour $r = 0$

$$\text{et} \qquad \xi = \frac{8\,\delta_1}{3\,\pi} \cdot \frac{M}{w_g} \left(\frac{e}{m}\right)^2 \cdot \frac{1}{\nu_c^2 + \omega^2}$$

Remplaçons, dans l'expression (37) la valeur de D_a par (50), on obtient :

$$\frac{n\,D_a}{(n\,D_a)_o} = \frac{n}{n_o} (1 + \xi\, E^2)$$

où n_o est la densité électronique sur l'axe du cylindre de décharge.

Par suite :

$$\frac{n}{n_o} = \frac{J_o\left(2{,}405\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{2+\alpha}{\alpha}}\right)}{1 + \xi E^2} \qquad (51)$$

Avec les conditions :

$$0 < r < R$$
$$n = 0 \text{ pour } r = R$$

et

$$n = n_o \text{ pour } r = 0.$$

La relation (51) *donne la répartition cherchée de la densité électronique dans l'espace de décharge en fonction du module du champ électrique E,* puisque $E^2 = E \cdot E^* = |E|^2$.
E^* = étant l'expression conjuguée de E.

Dans cette relation :

E est connu d'après la formule (22) — (voir l'application numérique page 102 et le tableau 9),

α peut être déterminé expérimentalement à partir de la formule (39),

ξ, défini précédemment, se calcule aisément :

pour nos conditions d'expérience et dans le cas de l'argon, $\xi \simeq 1{,}77 . 10^{-19} \cdot \frac{1}{w_g}$.

Dans le cas de l'hydrogène, pour une pression de 0,5 mm de Hg, et une pulsation $\omega = 10^8$ sec^{-1}, Eckert (Ec-3) trouve $n = 1{,}3.10^{13}$/cm^3, pour une valeur de w_g de l'ordre de 0,04 électron volt.

b) Détermination de la conductivité.

La conductivité du gaz ionisé a pour expression la forme complexe (Ma-4), (Os-2) :

$$\gamma = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\nu_c - j\omega}{\nu_c^2 + \omega^2} \qquad (52)$$

Nous supposons que le coefficient de collisions élastiques ν_c est constant. La variation de γ est alors identique à celle de n.

Par suite, nous pouvons écrire :

$$\frac{n}{n_o} = \frac{\gamma}{\gamma(0)} \qquad (53)$$

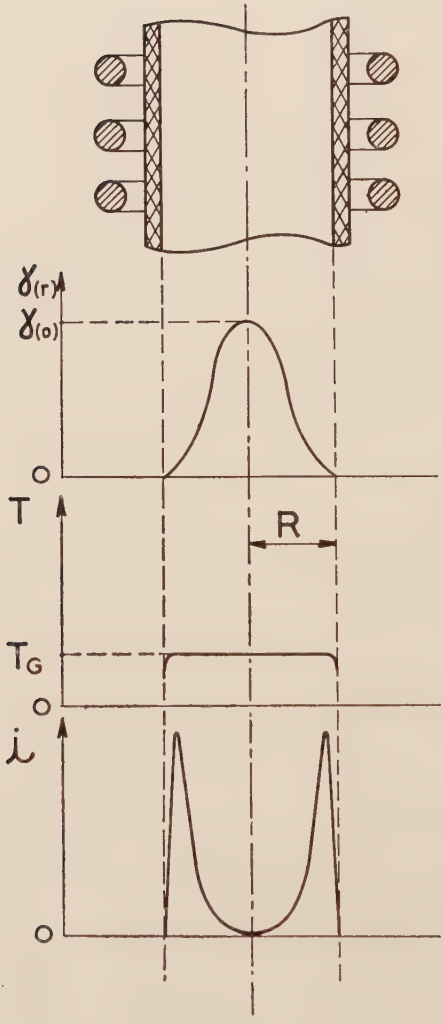
où γ (0) est la valeur de la conductivité sur l'axe.

Donc, dans le cylindre de décharge, la répartition de la conductivité du gaz suit une loi de variation en fonction de r semblable à celle de la densité électronique, et donnée par (51).

Les conditions aux limites sont :

$$\text{pour } r = 0, \quad \frac{d\gamma}{dr} = 0 \quad \text{et} \quad \gamma = \gamma(0)$$

$$\text{pour } r = R, \quad \gamma = 0$$



Les mesures effectuées à l'aide de sondes introduites par Dippel et Teckenburg (Di-1) dans des cylindres en verre contenant de l'hydrogène à la pression de 10^{-2} millimètres de mercure donnent un ordre de grandeur de la conductivité. Pour une excitation de haute fréquence de 15 mégahertz (bobine de diamètre $\Phi = 90$ mm), le module de la conductivité était de l'ordre de 200 Mhos/mètre sur l'axe, et de 110 Mhos/mètre à 15 cm de l'axe ($r = 15$ cm).

Sur la figure 63 nous avons schématisé la répartition dans le cylindre de décharge, de la conductivité γ du gaz ionisé, de sa température T_G, et de la densité de courant i, selon (Di-1) et (Ba-1).

Fig. 63. — Répartition de la conductivité γ (r), de la température du gaz T_G et de la densité de courant i dans la décharge induite ($\lambda < R$). D'après Babat (Ba-1).

CONCLUSION

Notre source d'ions à excitation électrique de haute fréquence, sans champ magnétique auxiliaire, peut délivrer sur une cible un courant de 1,3 milliampère d'ions d'argon pour un débit gazeux de 3 cm^3 par heure. Les conditions optimales d'utilisation de cette source sont obtenues pour une pression de 21,5 microns de mercure dans la chambre d'ionisation et une tension d'extraction voisine de 4.000 volts. Ses performances en font, à notre connaissance, la source H. F. susceptible de fournir le courant d'ions le plus intense pour un débit de gaz très réduit et l'apport en énergie le plus faible (80 watts dans le générateur H. F., 20 watts environ dans la source).

Nous avons complété les recherches expérimentales par l'étude du phénomène de l'ionisation dans la décharge haute fréquence induite ; le calcul conduit à l'expression de la densité électronique. Cette densité intervient directement dans la formule (1) page 37, exprimant la valeur de l'intensité du courant ionique susceptible d'être extrait de la source.

D'après la théorie de Bohm (v. chap. III) les ions issus de la source devraient avoir une dispersion en énergie correspondant à la chute de potentiel dans la zone de transition à la limite du plasma, soit $\frac{kT_e}{2}$; ce qui correspond à une dispersion de 2 électrons volts pour $T_e \simeq 4{,}7.10^{4o}$ K (v. p. 35).

Cependant une partie des ions extraits doit être produite dans l'espace d'extraction : la dispersion en énergie du faisceau est plus grande que ne l'indique la théorie. L'analyse de la dispersion en énergie de ces ions peut être effectuée par exemple au moyen d'un analyseur électrostatique à 127°. Cet appareil, construit actuellement au laboratoire, est constitué de deux plateaux déflecteurs en cuivre, distants de 1 cm ; le rayon moyen des trajectoires est de 20 cm. Il permettra d'adapter la source H. F. à la spectroscopie de masse pour laquelle il est souhaitable d'utiliser des faisceaux d'ions aussi monoénergétiques que possible.

BIBLIOGRAPHIE

I. — OUVRAGES DE BASE

Denisse (J. F.) et Delcroix (J. L.). — *Théorie des ondes dans les plasmas*, Dunod, Paris, 1961.

Dushman (S.). — *Vacuum Technique*, John Wiley and Sons, London, 1955.

Engel (A. Von) et Steenbeck (M.). — *Elektrische Gasentladungen*, Vol. I et II, Springer, Berlin, 1932 et 1934.

Laporte (M.). — *Décharge électrique dans les gaz*, A. Colin, Paris, 1948.

Loeb (L. B.). — *Basic Processes of Gaseous Electronics*, University of California Press, 1955.

Massey (H. S. W.). et Burhop (E. H. S.). — *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Clarendon Press, Oxford, 1952.

Mittleman (M. H.). — *Symposium of Plasma Dynamics*, Pergamon Press, London, 1960.

II. — ARTICLES

(Ak-1) Akhiezer (A. I.), Fainberg (Y. B.), Sitenko (A. G.), Stepanov (K.), Kurilko (V.), Gorbatenko (M.) et Kirochrin (U.). — *Conf. Intern. Appl. Pac. Energie Atomique*, Genève, 1958, Vol. **31**, rapport nº P 2300.

(Al-1) Alfven (H.) et Cohn-Peters (H. J.). — *Ark. Mat. Astron. Fys.*, 1945, **31**-A, 1.

(Al-2) Alfven (H.). — *Cosmical Electrodynamics*, Oxford, Clarendon Press, 1953.

(Al-3) Allen (K. W.), Almquist (E.), Dewan (J. T.) et Pepper (T. P.). — *Canad. J. Phys.*, 1951, **29**, 557.

(Al-4) Allen (J. E.), Boyd (R. L. F.) et Reynolds (P.). *Proc. Phys. Soc.*, G.-B., 1957, **70**-B, 297.

(Al-5) Allis (W. P.) et Rose (D. J.). *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 84.

(Al-6) Allison (J. K.) et Norbeck (F.), *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 285.

(Al-7) Almazov (A. V.) et Khirnij (J. M.). — *Pribory Tech. Eksper*, S. S. S. R., 1957, **5**, 54.

(An-1) Anderson (C. E.) et Ehlers (K. W.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 809.

(Ar-1) Arnold (W. R.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 97.

(Ba-1) Babat (G. I.), — *J. Inst. Elect. Enf.*, 1947, **94**, Ser. III, 27.

(Ba-2) Banerjee (A. N.). — *Ind. J. Phys.*, 1953, **27**, 523.

(Ba-3) Barjon (R.) et Schmouker (J.). — *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 594.

(Ba-4) Bayet (M.). — *Physique Electronique des gaz et des solides*, Masson, Paris, 1958, 165.

(Ba-5) Bayly (A. J.) et Ward (A. G.). — *Canad. J. Research.*, 1948, **26**-A, 69.

(Be-1) Beauregard (J. de). — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 547.

(Bi-1) Bilwes (R.), Seltz (R.)., Suffert (M.), Liess (M.), Nehlig (J. J.) et Magnac-Valette (D.). — *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 183.

(Bi-2) Birkhoff (G.). — *Z. F. Angew. Physik*, 1958, **10**, 5, 204.

(Bl-1) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *J. Physique Rad.*, **19**, 61-S.

(Bl-2) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1959, **248**, 1647.

(Bl-3) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 55-A.

(Bl-4) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *C. R. Acad., Sc.*, Paris, 1960, **250**, 3313.

(Bl-5) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1960, **251**, 2009.

(Bl-6) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *Ind. Atom.*, Genève, 1961, **11-12**, 71.

(Bl-7) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *J. Physique Rad.*, 1961, **22**, 230.

(Bl-8) Blanc (D.) et Degeilh (A.). — *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1961, **253**, 1682.

(Bl-9) Bloom (M.), Rytz (A.) et Staub (H.). — *Helv. Phys. Acta*, 1957, **30**, 292.

Bo-1) Bohm (D.) — *Characteristics of Electric. Disch. in Magn. Fields*, Guthrie et Wakerling, Mc Graw Hill, 1949, Chap. 3.

(Bo-2) Borie (J.) — *Thèse doctorat* 3e *Cycle*, Paris, 1960.

(Br-1) Brown (S. C.). — *Proc. of the I. R.E.*, 1951, **39**, 7, 1493.

(Br-2) Brown (S. C.). — *Handbuch der Phys.*, Springer Berlin, 1956, XXII, 531.

(Br-3) Brown (S. C.) et Allis (W. P.). — *Massach. Inst. of. Tech. Rep.* 1958, **283**, 132.

(Bu-1) Budde (R.) et Huber (P.). — *Helv. Phys. Acta*, 1952, **25**, 459.

(Bu-2) Burgman (J. O.). — *Ark. Fys. Sverige*, 1958, **13**, 259.

(Ca-1) Cabannes (F.). — *Ann. de Phys.*, 1955, **Ser. 12**, Vol. 10, 1027.

(Ci-1) Cilensek (E.). — *J. Stef. Inst. Phys. Reports*, 1953, **1**, 45.

(Ci-2) Cilensek (E.), Cvelbar (F.) et Ramsak (V.). — *J. Stef. Instr. Phys. Reports*, 1956, **3**, 87.

(Ci-3) Cilensek (E.), Cvelbar (F.) et Ramsak (V.). — *J. Stef. Instr. Phys. Reports*, 1957, **4**, 117.

(Co-1) Colli (L.), Micheletti (S.) et Salvetti (C.). — *Nuovo Cimento*, 1958, **9**, 538.

(Co-2) Cook (J.) et Petterson (J. R.). — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1958, **3**, 40.

(Co-3) Cornides (J.), Roosz (J.) et Siegler (A.). — *Nucl. Instr.*, 1957, **1**, 94.

(Co-4) Coutant (J.), Prevot (F.) et Vienet (R.). — *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 643.

(Co-5) Coutant (J.), Prevot (F.) et Vienet (R.). — *Rapport C. E. A.*, n° 195, 1960.

(Da-1) David (J. E.), Kraft (I.), Bouchez (R.) et Felici (N.). — *J. Physique Rad.*, 1960, **21**, 435.

(De-1) Depraz (J.). — *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 86.

(De-2) Desjonquières (J.), Geller (R.), Prevot (F.) et Vienet (R.). — *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 166.

(De-3) Desjonquières (J.) et Geller (R.). — *Le Vide*, 1957, **12**, 161.

(Di-1) Dippel (K. H.) et Teckenburg (W.). — *Proc. of the* 4 *th Int. Conf.*, Uppsala, 1960, Vol. 1, 533.

(Do-1) Dorsten (A. C. Van) et Spaa (J. H.). — *Nucl. Instr.*, 1957, **1**, 259.

(Du-1) Dupouy (G.). — *Eléments d'Optique Electronique*, A. Colin, Paris, 1952, 56.

(Du-2) Durand (E.). — *Electrostatique et Magnétostatique*, Masson, Paris, 1953, 496.

(Ec-1) Eckert (H. U.). — *Convair Sci. Res. Lab.*, San Diego, Calif., 1959.

(Ec-2) Eckert (H. U.). — *Proc. of the* 4 *th Int. Conf.*, Uppsala, 1960, Vol. 1, 320.

(Ec-3) Eckert (H. U.). — *Convair Sci. Res. Lab.*, San Diego, Calif., 1961.

(En-1) Von Engel (A.) et Steenbeck (M.). — *Elektrische Gasentladungen*, Vol. I et II, Springer, Berlin, 1932, 1934.

(Er-1) Erö (J.). — *Acta Phys. Acad. Sc. Hungar.*, 1956, **5**, 391.

(Er-2) Erö (J.). — *Nucl. Instr.*, 1958, 3, 303.

(Es-1) Esclangon (F.). — *Ann. de Phys.*, 1934, **1**, 268.

(Eu-1) Eubank (H. P.), Peck (R. A.) et Truell (R.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1954, **25**, 989.

(Fi-1) Firth (K.) et Chik (D. R.). — *J. Sc. Instr.*, 1953, **30**, 117.

(Fo-1) Forst (G.) et Schweda (S.). — *Phys. Verhl.*, 1957, **8**, 198.

(Fo-2) Forst (G.). — *Z. Angew. Phys. Dtsch.*, 1958, **10**, 546.

(Fo-3) Forst (G.). — *Z. Phys., Dtsch*, 1960, **159**, n° 1, 7.

(Ga-1) Gabovich (M. D.) et Koutcherenko (E. T.). — *J. Tech. Phys.*, J. P. T., 1956, **26**, 998.

(Ga-2) Gabovich (M. D.). — *Zh. Tekh. Fiz.*, S. S. S. R., 1958, **28**, 872.

(Ga-3) Gabovich (M. D.) et P'jankov (G. N.). — *Ukr. Fiz. Zh.*, 1958, **3**, 419.

(Ga-4) Garwin (R. L.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1958, **29**, 374.

(Ge-1) Getting (Y. A.). — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 467.

(Gi-1) Gill (E. W. B.) et Engel (A. Von). — *Proc. Roy. Soc.*, London, 1948, **192**-A, 446.

(Go-1) Goodwin (L. K.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1953, **24**, 635.

(Gr-1) Grejbine (T.), Moreau (R.), Olkowsky (B.), Philips (G. C.), Paul (G. B.), Fercuson (A. T. G.) et Whitehead (A. B.). — *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 108.

(Gu-1) Guidini (J.). — *Note C.E.A.* n° 225 (1958).

(Ha-1) Hall (R. N.). — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1948, **23**-**24**, 7.

(Ha-2) Hall (R. N.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 905.

(He-1) Herlin (H. A.) et Brown (S. C.), *Phys. Rev.*, 1948, 74, 910.

(Ho-1) Hölz (R.) et Löb (H.). — *Z. Naturforsch. Dtsch*, 1958, **13**-*a*, 602.

(Ho-2) Hoyaux (M.) et Dujardin (I). — *Nucleonics*, 1949, 4, n° 5, 24.

(Ho-3) Hoyaux (M.), Lemaitre (R.) et Gans (P.). — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 80-A ; *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 264.

(In-1) Inall (E. K.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**-B, 1068.

(Ja-1) Jahnke (E.) et Emde (F.). — *Tables of functions*, Teubner Berlin, 1938.

(Ka-1) Kamke (D.). — *Hand. Physik*, 1956, vol. **23**, 71.

(Ka-2) Kamke (D.) et Rose (H. J.). — *Z. Phys.*, 1956, **145**, 83.

(Kh-1) Khirnyj (J. M.). — *Prib. Tekh. Eksper.*, S.S.S.R., 1958, **2**, 51.

(Ki-1) Kistemaker (J.). et Dekker (D. L.). — *Physica*, 1950, **16**, 198.

(Ki-2) Kistemaker (J.) et Fluit (J. M.). — *Congrès de Milan*, octobre 1957

(Kn-1) Knipp (Ch. T.). — *Phys. Rev.*, 1931, **37**, 756.

(Ko-1) Kock (B.) et Neuert (H.). — *Z. Naturforsch. Dstch.*, 1949, **4**-a, 456.

(Ko-2) Komarov (R. M.) et Petrov (V. I.). — *Zh. Tekh. Fiz.*, S.S.S.R., 1961, **31**, n° 3, 321.

(Ko-3) Kowalewski (V. J.), Mayans (C. A.) et Hammersclag (M.). — *Nucl. Instr.*, 1959, **5**, 90.

(La-1) Lacoste-Lareymondie (M. de), Salmon (J.) et Watjsbrun (J.). — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 117.

(La-2) Lacoste-Lareymondie (M. de) et Salmon (J.). — *Ann. Physique*, 1958, **3**, 319.

(La-3) Langmuir (I.) et Blogdett (K. B.). — *Phys. Rev.*, 1924, **24**, 49.

(La-4) Langmuir (I.) et Compton (K.). — *Rev. of Modern Phys.*, 1931, **3**, 191.

(Lo-1) Loeb (L. B.). — *Fundamental Processes of Electrical Discharges in gases*, John Wiley and sons, New-York, 1939, 233.

(Ma-1) Madam (M. P.), Gordon (E. I.), Buchsbaum (J. S.) et Brown (S. C.) — *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 839.

(Ma-2) Magnac-Valette (D.) et Liess (M.). — *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 88.

(Ma-3) Malkiel (G. S.) et Sukhanov (B. I.). — *Pribory Teckh. Eksper*, S.S.S.R., 1958, **3**, 100.

(Ma-4) Margenau (H.). — *Phys. Rev.*, 1946, **69**, 508.

(Mc-1) Mc Kinnon (K. A.). — *Phil. Mag.*, 1929, **8**, ser. 7, 605.

(Me-1) Meyerand (R. G., Jr). — *Mass. Inst. Tech., Res. Lab. Electr.*, Quarterly progress report, 1957, n° **47**, 3.

(Mi-1) Michelis (B de). — *Energ. Nucl. Ital.*, 1958, **5**, n° 3, 175.

(Mi-2) Mittleman (M. H.). — *Symposium of plasma Dynamics*, Pergamon Press, London, 1960, 54.

(Mo-1) Moak (C. D.), Reese (H.) et Good (W. M.). — *Nucleonics*, 1951, **9**, n° 3, 18.

(Mo-2) Moreau (J.) et Vienet (R.). — *Rapport C.E.A.*, n° AC-4972 (janvier 1957).

(Mo-3) Morozov (V. M.). — *Dokl. A. N.*, S.S.S.R., 1955, **102**, 61.

(Mu-1) Mukherjee (S. K.) et Majumdar (N. K.). — *Indian Sc. Congress Ass.*, 1956, **3**, 29.

(Na-1) Nazarov (N. S.). — *Pribory Tekh. Eksper.*, S.S.S.R., 1959, **4**, 93.

(Ne-1) Neuert (H.). — *Naturforsch. Dtsch.*, 1949, **4**-a, 449.

(Ne-2) Neuert (H.), Stuckenberg (H.) et Weidner (H. P.). — *Z. Angew. Phys.*, 1954, **6**, 303.

(Ni-1) Nikolic (M. B.) et Crnilovic (M. U.). — *Bull. Inst. Nucl. Sc.*, « Boris-Kidrich », 1953, **3**, 29.

(Os-1) Osetinskij (G. M.). — *Pribor. Tekh. Eksper.*, S.S.S.R., 1958, **2**, 101.

(Os-2) Oskam (H. J.). — *Philips Res. Rept.*, 1958, vol. 13, 335.

(Pa-1) Pauli (R) et Flinta (J.). — *Nucl. Instr.*, 1958, **2**, 227.

(Pe-1) Petrov (V. I.), — *Zh. Tekh. Fiz.*, S.S.S.R., 1961, **31**, n° 3, 348.

(Ph-1) Phillips (G. C.), Paul (E. B.), Ferguson (A. T. G.), Whitehead (H. B.), Griebine (T.), Moreau (R.) et Olkowsky (B.). — *Nucl. Instr.*, 1958, **3**, 43.

(Ph-2) Phillips (J. L.) et Tuck (J. L.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1956, **27**, 97.

(Re-1) Reifenschweiler (O.). — *Z. Naturforsch. Dtsch*, 1951, **6**-a,3 31.

(Re-2) Reifenschweiler (O),. — *Phys. Verdhlg. Dtsch.*, 1952, **3**, 16.

(Re-3) Reifenschweiler (O.). — *Ann. Physik*, 1954, **6**, 34.

(Re-4) Reifenschweiler (O.). — *Elektrotechn. Masch-Bau, Osterr.*, 1957, **74**, n° 5, 96.

(Re-5) Reifenschweiler (O.). — *IV th. Internat. Conf. on ion. phen. in gases*, Uppsala, 1959.

(Ru-1) Rutherglen (J. G.) et Cole (J. F. I.). — *Nature*, 1947, **160**, 545.

(Sa-1) Salmon (J.). — *J. Physique Rad.*, 1956, **17**, 33.

(Sa-2) Salmon (J.). — *Ann. Physique*, 1957, **2**, 827.

(Sc-1) Schottky (W.). — *Physik Zeit.*, 1924, **25**, 635.

(Se-1) Serbinov (A. N.). — *Pribor. Tekh. Eksper.*, S.S.S.R., 1958, **3**, 39.

(Se-2) Serbinov (A. N.). — *Pribor. Tekh. Eksper.*, S.S.S.R., 1958, **3**, 39.

(Se-3) Serbinov (A. N.) et Moroka (V. I.). — *Pribory Tekh. Eksper.*, S. S. S. R., 1960, **5**, 27.

(Sk-1) Skurnik (E.). — *Soc. Sc. Fenn., Comment. Phys. Math.*, 1957, **19**, n° 4.

(Sm-1) Smith (W. V.). — *J. Chem. Phys.*, 1943, **11**, 110.

(Sp-1) Spangenberg (K. R.). — *Vacuum Tubes*, Mc Graw Hill, 1948, 447.

(St-1) Strauss (H. T.). — *Ann. Physik*, 1958, **1**, 281.

(Sw-1) Swingle (J. S.) et Swann (C. B.). — *Rev. Sc. Instr.*, 1952, **23**, 636.

(Sw-2) Swingle (J. S.) et Swann (C. B.). — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1952, **27**, n° 3, 8.

(Ta-1) Taro Kihara. — *Rev. of Modern. Physics*, 1952, **24**, 45.

(Th-1) Thomson (J. J.). — *Philos. Mag.*, 1927, Ser. **7**, vol. 4, 1128.

(Th-2) Thonemann (P. C.). — *Nature*, 1946, **158**, 61.

(Th-3) Thonemann (P. C.), Moffat (J.), Roaf (D.) et Sanders (J. H.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 483.

(Th-4) Thonemann (P. C.). — *Thèse de Ph. Doct.*, Université d'Oxford, 1949.

(Th-5) Thonemann (P. C.). — *Progr. Nucl. Phys.*, 1953, **3**, 219.

(Th-6) Thonemann (P. C.) et Harrison (E. R.). — A. E. R. E., rapport C. P./ R-1190, 1953, Harwel.

(To-1) Townsend (J .S.) et Donaldson (R. H.). — *Philos. Mag.*, 1928, **5**, Ser. 7, 178.

(Va-1) Varnerin (L. J.) et Brown (S. C.). — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 6, 946.

(Wa-1) Ward (A. G.). — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 27.

(Wa-2) Ward (A. G.). — *Phys. Rev.*, 1956, **81**, 119.

(Wa-3) Watson (G. N.). — *Theory of Bessel Functions*, Cambridge Univ. Press, 1952, 81.

(Wh-1) Whittaker (E. T.) et Watson (G. N.), *Modern. Analysis*, Cambridge, 1927, 337.

(Ya-1) Yamamoto (K.) et Okuda (T.). — *Appl. Sci. Res. B, Netherl.*, 1955, **5**, n° 1-4, 144.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION 7

CHAPITRE I. — ANALYSE DES TRAVAUX ANTÉRIEURS 9
1. Les processus de décharge dans les sources d'ions H. F. 9
2. Les premiers modèles de sources d'ions H. F. 10
3. Modèles plus récents 13
4. Tableau 1 14
5. Conclusion 20

CHAPITRE II. — DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL 21
A. — *Description des appareils* 21
1. La source d'ions 21
2. L'électrode d'accélération et la mesure du courant ionique .. 25
3. Le groupe de pompage. — Mesure des débits du gaz introduit dans la source 25
4. Le générateur H. F. 27
5. Les alimentations de haute tension 29
B. — *Mise en œuvre de la source H. F.* 30
1. Conditions à réaliser 30
2. Mesures liées à la haute fréquence 31

CHAPITRE III. — EXTRACTION DES IONS 34
A. — *Processus de formation et d'extraction des ions* 35
1. Gaîne de charge d'espace 35
2. Densité ionique à la limite du plasma 36
3. Influence de la charge d'espace 38
4. Divergence du faisceau d'ions au-dessous de la source, focalisation 40
B. — *Influence des différents paramètres* 41
1. Système d'extraction utilisé 41
2. Longueur et position du canal d'extraction 46
3. Influence de la tension d'extraction V_{ext} 49
4. Influence de la tension d'accélération V_{acc} 51
C. — *Conclusion* 58

CHAPITRE IV. — ETABLISSEMENT DES CONTITIONS OPTIMALES DE FONCTIONNEMENT 59
A. — *Emploi d'un diaphragme à l'intérieur du canal d'extraction* .. 59
1. Mesure de la pression dans la chambre d'ionisation 61

2. Influence de la position du diaphragme sur le débit ionique extrait 61
3. Position optimale du diaphragme dans le canal 66
4. Influence de la pression du gaz dans la source 69
5. Conclusion 69

B. — *Existence d'une pression optimale de fonctionnement* 70
1. Il existe une pression optimale 70
2. Cette pression optimale est de 21,5 μ de mercure 74
3. La pression optimale est indépendante des divers paramètres de fonctionnement de la source 75
4. Conclusion 80

C. — *Configuration du faisceau ionique au niveau du canal d'extraction* 80
1. Dispositif expérimental 80
2. Résultats obtenus 87

D. — *Conditions de fonctionnement* 92

CHAPITRE V. — ETUDE THÉORIQUE DE LA DÉCHARGE PAR INDUCTION DANS LA SOURCE D'IONS H. F. 94

A. — *Introduction* 94
1. Application de la décharge par induction à la source d'ions H. F. 94
2. Considérations générales 95

B. — *Détermination des champs magnétique et électrique dans l'espace de décharge* 97
1. Cas général 98
2. Cas où le courant de déplacement est négligeable 99
3. Détermination en grandeur et en phase, du champ électrique induit E_R sur la paroi interne du cylindre de décharge .. 105

C. — *Calcul de la densité électronique n.* 108
1. Equation de diffusion des électrons 108
2. Détermination du champ électrique induit sur la paroi 111
3. Répartition de la densité électronique n et de la conductivité du gaz γ dans le gaz ionisé 115

CONCLUSION 119

BIBLIOGRAPHIE 120

DEUXIÈME THÈSE

DÉFAUTS CRÉÉS DANS LES SOLIDES PAR BOMBARDEMENT DE PARTICULES CHARGÉES

N° 191
Vu et permis d'imprimer
Toulouse, le 29 Mars 1962.
le Recteur
Président du Conseil de l'Université,
P. DOTTIN.

Vu : bon à imprimer
Toulouse, le 27 Mars 1962.
Le Doyen,
E. DURAND.

Imp. F. BOISSEAU, Rue du Taur, 34 - TOULOUSE (France)
Dépôt légal, 2e trimestre 1962